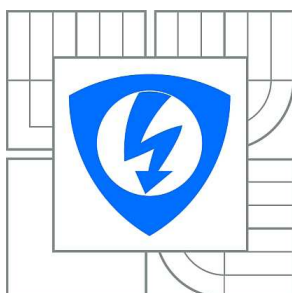


**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH  
TECHNOLOGIÍ**

**ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION  
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

# **VLIV IONIZACE VZDUCHU NA ŠÍŘENÍ LASEROVÉHO SVAZKU**

THE INFLUENCE OF AIR IONIZATION ON THE LASER BEAM PROPAGATION

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

BACHELOR'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

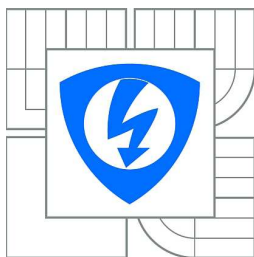
**MILAN FUČÍK**

**VEDOUcí PRÁCE**

SUPERVISOR

**Ing. PETR DREXLER, Ph.D.**

BRNO 2010



VYSOKÉ UČENÍ  
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

# Bakalářská práce

bakalářský studijní obor  
**Elektronika a sdělovací technika**

**Student:** Milan Fučík

**ID:** 106439

**Ročník:** 3

**Akademický rok:** 2009/2010

## NÁZEV TÉMATU:

**Vliv ionizace vzduchu na šíření laserového svazku**

## POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Studiem literatury se seznámte s mechanismem šíření elektromagnetické vlny v optické oblasti spektra v obecném prostředí. Analyzujte vliv ionizace prostředí na šíření jednofrekvenční koherentní elektromagnetické vlny představované laserovým svazkem.

Navrhněte možnosti vyhodnocení vlivu ionizace prostředí na šíření optické vlny. Navrhněte a realizujte zařízení vhodné pro ionizaci zkoumaného prostředí. Sestavte experiment a ověřte výsledky teoretické analýzy.

## DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] ČERNOHORSKÝ, D., NOVÁČEK, Z., RAIDA, Z. Elektromagnetické vlny a vedení. Skriptum FEKT VUT v Brně. Brno: Vutium, 1999.

**Termín zadání:** 8.2.2010

**Termín odevzdání:** 28.5.2010

**Vedoucí práce:** Ing. Petr Drexler, Ph.D.

**prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida**  
*Předseda oborové rady*

## UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

# LICENČNÍ SMLOUVA

## POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

### 1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Milan Fučík  
Bytem: Masarykova 488, Okříšky, 675 21  
Narozen/a (datum a místo): 24. listopadu 1987 v Třebíči

(dále jen „autor“)

a

### 2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií  
se sídlem Údolní 53, Brno, 602 00  
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:  
prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida, předseda rady oboru Elektronika a sdělovací technika  
(dále jen „nabyvatel“)

## Čl. 1

### Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- ☐ disertační práce
- ☐ diplomová práce
- ☒ bakalářská práce
- ☐ jiná práce, jejíž druh je specifikován jako .....  
(dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Vliv ionizace vzduchu na šíření laserového svazku

Vedoucí/ školitel VŠKP: Ing. Petr Drexler, Ph.D.

Ústav: Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky

Datum obhajoby VŠKP: \_\_\_\_\_

VŠKP odevzdal autor nabyvateli\*:

- ☒ v tištěné formě – počet exemplářů: 2
- ☒ v elektronické formě – počet exemplářů: 2

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.
3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.
4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

---

\* hodící se zaškrtněte

## Článek 2

### Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
  - ☒ ihned po uzavření této smlouvy
  - ☐ 1 rok po uzavření této smlouvy
  - ☐ 3 roky po uzavření této smlouvy
  - ☐ 5 let po uzavření této smlouvy
  - ☐ 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/ 1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

## Článek 3

### Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne: 27. května 2010

.....  
Nabyvatel

.....  
Autor

## **ABSTRAKT**

Tato bakalářská práce se zabývá šířením světla, respektive elektromagnetické vlny v ionizovaném prostředí a vlivem koncentrace iontů na změnu permitivity materiálu a rychlosti šíření vlny v tomto prostředí. Je zde popsána elektromagnetická vlna a její vlastnosti ve vakuu, prostředí a poté v prostředí ionizovaném. Je provedena teoretická analýza vlivu ionizace na šíření vlny. Vliv ionizace vzduchu na rychlost šíření světla je prokázán experimentálně.

## **KLÍČOVÁ SLOVA**

Světlo, elektromagnetická vlna, ionizace, laser, interferometrie, interferometr.

## **ABSTRACT**

The semester project deals with the mechanisms of propagation of electromagnetic wave in ionized environment. The focus is placed on the propagation of light in ionized air. The air ionization influences its properties in the view of its material parameter – permittivity. The change of air permittivity results in the light speed reduction. The theoretical analysis of light propagation is carried out in the work in the view of impact on the light speed. The light speed reduction in ionized air is experimentally verified. The conclusions on the practical utilization of this ionization measurement method are given.

## **KEYWORDS**

Light, electromagnetic wave, ionization, laser, interferometry, interferometer.

FUČÍK, M. *Vliv ionizace vzduchu na šíření laserového svazku*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2010. 41 s. Vedoucí semestrální práce Ing. Petr Drexler, Ph.D.

# Prohlášení

Prohlašuji, že svůj semestrální projekt na téma Vliv ionizace vzduchu na šíření laserového svazku jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího semestrálního projektu a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedeného semestrálního projektu dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením tohoto projektu jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 27. května 2010

.....  
podpis autora

# Poděkování

Děkuji vedoucímu semestrálního projektu Ing. Petru Drexlerovi Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mého semestrálního projektu.

V Brně dne 27. Května 2010

.....  
podpis autora

# Obsah

Obsah.....	1
Seznam obrázků .....	2
Seznam tabulek .....	3
1 Úvod.....	4
2 Šíření elektromagnetické vlny.....	5
2.1 Elektromagnetická vlna.....	6
2.2 Elektromagnetická vlna v prostředí.....	7
2.2.1 Elektromagnetická vlna ve vakuu .....	8
2.2.2 Elektromagnetická vlna v hmotném prostředí .....	8
3 Laserové zdroje a interferometrie .....	9
3.1 Laserové zdroje .....	9
3.1.1 Helium – neonový laser.....	14
3.2 Interferometrie.....	15
3.2.1 Interference.....	15
3.2.2 Michelsonův interferometr.....	16
3.2.3 Mach – Zehnderův interferometr .....	17
4 Světlo v ionizovaném prostředí.....	18
4.1 Ionizace vzduchu.....	18
4.2 Ionosféra.....	20
5 Teoretická analýza šíření v ionizovaném prostředí.....	22
6 Experimentální ověření .....	28
6.1 Popis interferometru .....	28
6.2 Měřicí pracoviště.....	30
6.3 Zpracování signálů .....	31
6.4 Popis experimentu .....	33
7 Závěr.....	40
LITERATURA.....	41



## Seznam obrázků

Obr. 2.1. Spektrum elektromagnetických vln .....	6
Obr. 2.2. Relativní citlivost oka k elektromagnetickým vlnám různých vlnových délek. Tato část spektra je tvořena viditelným zářením .....	6
Obr. 3.1. Stimulovaná emise fotonu .....	10
Obr. 3.2. Schématické znázornění fyzikálního principu laseru .....	10
Obr. 3.3. Konstrukce laseru .....	11
Obr. 3.4. Bezpečnostní symbol laseru třídy 2 a vyšší .....	12
Obr. 3.5. Helium – neonový laser .....	14
Obr. 3.6. Helium - neonový laser (způsob čerpání) .....	14
Obr. 3.7. Helium - neonový laser .....	15
Obr. 3.8. Schéma Michelsonova interferometru .....	17
Obr. 3.9. Schéma Mach - Zehnderova interferometru .....	17
Obr. 4.1. Výšková závislost koncentrace volných elektronů .....	20
Obr. 4.2. Dráhy vln v ionizované vrstvě .....	21
Obr. 5.1. Graf závislosti permitivity ionizovaného prostředí na počtu elektronů v jednotce objemu v logaritmickém měřítku .....	26
Obr. 5.2. Graf závislosti grupové rychlosti světla v ionizovaném prostředí na počtu elektronů v jednotce objemu v logaritmickém měřítku .....	26
Obr. 5.3. Graf závislosti grupové rychlosti světla v ionizovaném prostředí na permitivitě ionizovaného prostředí v logaritmickém měřítku .....	27
Obr. 5.4. Graf závislosti fázové rychlosti světla v ionizovaném prostředí na počtu elektronů v jednotce objemu v logaritmickém měřítku .....	27
Obr. 6.1. Schéma měřicí soustavy (laserové interferenční měření délek) .....	29
Obr. 6.2. Schéma interferometru .....	29
Obr. 6.3. Blokové schéma měřicího pracoviště .....	30
Obr. 6.4. Laboratorní měřicí stanice .....	31
Obr. 6.5. Měřicí program Agilent VEE .....	32
Obr. 6.6. Funkce atan2 .....	33
Obr. 6.7. Kyveta z plastové trubice .....	34
Obr. 6.8. Ověřování vlivu skleněných desek na interferenční signál .....	35
Obr. 6.9. Elektrodový systém pro ionizaci vzduchu .....	36
Obr. 6.10. Umístění elektrody v interferometrickém měřicím systému .....	37
Obr. 6.11. Horní graf: funkce atan2, dolní graf: změřené průběhy výstupních signálů z multimetrů .....	38
Obr. 6.12. Kulová elektroda v interferometrickém měřicím systému .....	39
Obr. 6.13. Výsledky získané na kulové elektrodě .....	39

## Seznam tabulek

Tab. 3.1: Typy laserů a jejich základní vlastnosti .....	13
Tab. 5.1: Vypočtené hodnoty permitivity ionizovaného prostředí a rychlostí.....	25

# 1 Úvod

Světlo je elektromagnetická vlna šířící se prostředím o určitých vlastnostech (index lomu, permitivita, permeabilita), které jsou při konstantním tlaku a konstantní teplotě neměnné. Nejen tlakem a teplotou se dají ovlivnit vlastnosti materiálu. Na šíření vlny má vliv i koncentrace iontů v látce, kterou se vlna šíří.

Tématem práce je prostudovat šíření elektromagnetické vlny v obecném prostředí a poté v ionizovaném. Úkolem je zjistit, jaký má vliv ionizace na šíření jednofrekvenční koherentní elektromagnetické vlny představované laserovým svazkem. Pro praktické měření je vhodné použít laserový interferenční měřicí systém, který disponuje vysokou citlivostí. K vytvoření modelového ionizovaného prostředí lze využít například vysokonapětového zdroje. Výsledkem práce by měli být závěry o možnosti využití interferometru pro měření koncentrace elektronů v ionizovaném prostředí.

## 2 Šíření elektromagnetické vlny

Vědní obor zabývající se vznikem, šířením, interakcí s látkou a detekcí optického záření (světla) je optika. Z důvodů popisu různých dějů se dělí na geometrickou optiku, vlnovou optiku a kvantovou optiku.

Geometrická optika je založena na představě světelných paprsků, které se šíří prostorem navzájem nezávisle a řídí se zákonem lomu a odrazu. Na jejím základě byla vybudována teorie optického zobrazování, která je základem pro konstrukci optických soustav, používaných v řadě oblastí vědy a techniky. Geometrická optika se nezabývá vznikem a podstatou světla a ani nepřihlíží k jeho vlnovým vlastnostem. Geometrická optika je také nezbytná pro základní popis šíření světla v optickém vlákne.

Vlnová optika zkoumá otázky související se vznikem, podstatou a šířením světla. Jejím základem jsou Maxwellovy rovnice a vlastnosti prostředí popisuje fenomenologicky pomocí makroskopických materiálových konstant. Vlnová optika umožňuje objasnit všechny zákony geometrické optiky a stanovit meze jejich použitelnosti a platnosti. Vlnová optika nám umožňuje zkoumat jevy difrakce, interference a polarizace světla a řadu dalších jevů. Vlnová optika vychází z šíření elektromagnetických vln v homogenním izotropním prostředí.

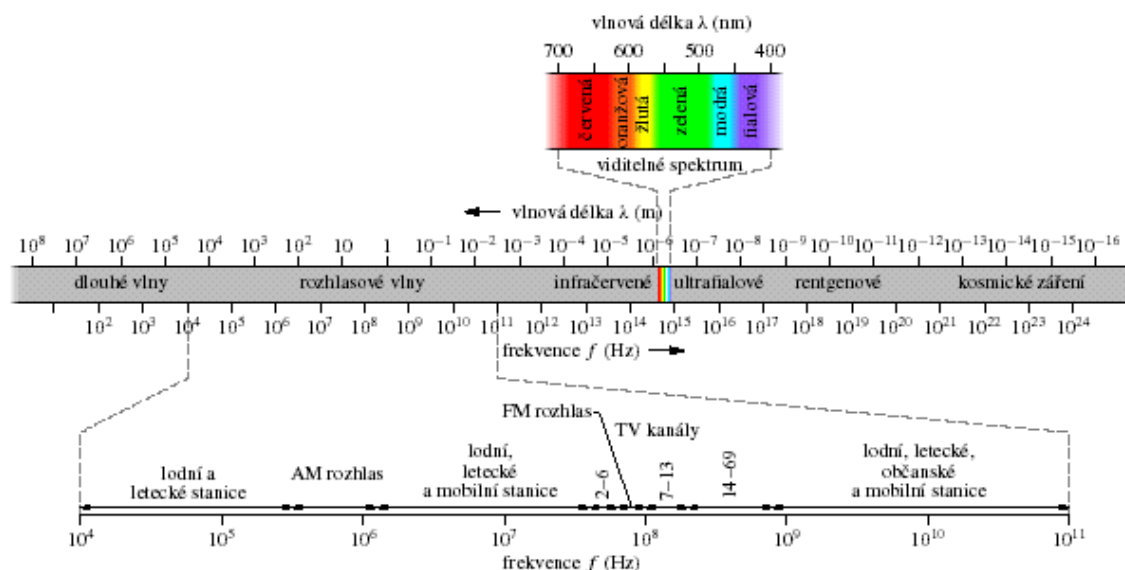
Kvantová optika se zabývá mikrostrukturou světelných polí a optickými jevy, které mají výrazný kvantový (korpuskulární) charakter. Umožňuje pochopit a správně vysvětlit interakci (vzájemné působení) záření s látkou [1].

Samotná podstata a vlastnosti světla byla studována již ve starověku a všechny principy, na nichž spočívá geometrická i vlnová optika byly známy již na konci minulého století. Dříve většina vědců věřila, že se světlo pohybuje spíše v krátkých vlnách, než jako částice letící jako střely. V roce 1905 se v optice uskutečnila revoluce, když Einstein zavedl pro světelnou částici pojem foton, aby mohl vysvětlit fotoelektrický jev. Přesto ale předchozí teorie nebyly opuštěny, protože světlo vykazuje dva základní aspekty - vlnový a částicový (korpuskulární). Vznikla teorie o dualitě částice a vlnění. Světlo se tudíž chová jako vlna, která nese kvantované množství energie [7].

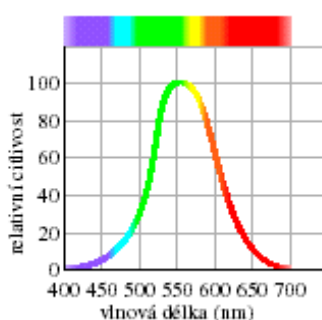
Tři základní vlastnosti světla (a elektromagnetického vlnění vůbec) jsou:

- svítivost (amplituda)
- barva (frekvence)
- polarizace (úhel vlnění)

Viditelné světlo je část elektromagnetického spektra o frekvenci  $3,9 \cdot 10^{14}$  Hz až  $7,9 \cdot 10^{14}$  Hz. Obr. 2.2. ukazuje relativní citlivost lidského oka ke světlu různých vlnových délek. Střed viditelné oblasti leží asi u 555 nm, kterou vnímáme jako barvu žlutozelenou. Hranice viditelné oblasti nejsou dobře definovány, protože křivka citlivosti oka se asymptoticky blíží nule na dlouhovlnné i krátkovlnné straně. Přijmeme-li za hranice ty vlnové délky, při nichž klesne citlivost na 1% své maximální hodnoty, dostaneme interval asi 430 nm až 690 nm, jak je na Obr. 2.2. Lidské oko ovšem může vnímat i vlnové délky za těmito hranicemi, pokud je intenzita světla dosti velká. Některé druhy živočichů vnímají rozsah jiný - například včely jej mají posunut směrem ke kratším vlnovým délkám (ultrafialové záření), naopak někteří plazi vnímají i infračervené záření [7].



**Obr. 2.1.** Spektrum elektromagnetických vln [1]



**Obr. 2.2.** Relativní citlivost oka k elektromagnetickým vlnám různých vlnových délek. Tato část spektra je tvořena viditelným zářením [1]

## 2.1 Elektromagnetická vlna

Světelný paprsek je postupná vlna tvořená elektrickým a magnetickým polem - elektromagnetická vlna. Optika, studující viditelné světlo, je součástí elektromagnetismu [1].

Předpokládejme, že elektromagnetická vlna se šíří do bodu P ve směru kladné osy  $x$ . Elektrické pole kmitá rovnoběžně se směrem osy  $y$ , tj.  $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ , a magnetické pole rovnoběžně s osou  $z$ , tj.  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ . Pak můžeme zapsat obě pole jako sinusové funkce polohy  $x$  a času  $t$ :

$$\text{elektrická složka elektromagnetické vlny: } E = E_m \sin(kx - \omega t), \quad (2.1.)$$

$$\text{magnetická složka elektromagnetické vlny: } B = B_m \sin(kx - \omega t), \quad (2.2.)$$

kde  $E_m$  a  $B_m$  jsou amplitudy polí,  $k$  je úhlový vlnocet (často zvaný jako vlnové číslo) a  $\omega$  je úhlová frekvence. Elektromagnetickou vlnu tvoří obě pole dohromady [1].

Elektromagnetická vlna nepotřebuje ke svému šíření žádné hmotné prostředí. Může se skutečně šířit např. vakuem mezi nějakou hvězdou a námi [1].

Důležité skutečnosti, vlastní každé elektromagnetické vlně:

1. Elektrické pole  $\mathbf{E}$  i magnetické pole  $\mathbf{B}$  je vždy kolmé na směr šíření vlny. Elektromagnetická vlna je tedy příčná.
2. Elektrické pole je vždy kolmé k magnetickému poli.
3. Vektorový součin  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  udává vždy směr šíření vlny.
4. Je-li vlna harmonická, mají pole  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{B}$  stejnou frekvenci a jsou ve fázi. [1].

Elektromagnetickou vlnu můžeme znázornit:

paprskem (čarou, jejíž směr ukazuje směr šíření)

vlnoplochami - čely vlny (myšlenými plochami, na kterých má vlna tutéž fázi) [1].

Dvě čela vlny se stejnou fází, jsou od sebe vzdálena o jednu vlnovou délku  $\lambda$  vlny. Vlny šířící se přibližně stejným směrem vytvářejí svazek, např. laserový svazek, který může být reprezentován paprskem [1].

## 2.2 Elektromagnetická vlna v prostředí

Pro popis šíření vlny v prostředí používáme veličiny, které popisují materiálové vlastnosti prostředí. Těmito veličinami jsou permitivita a permeabilita.

Permitivita je fyzikální veličina popisující:

1. izolační vlastnosti dielektrika (v případě statického pole)
2. vztah mezi vektory elektrického pole a elektrické indukce (v případě střídavého pole nebo elektromagnetického vlnění).

$$\varepsilon = \frac{D}{E} = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \quad [\text{F} \cdot \text{m}^{-1}], \quad (2.3.)$$

kde  $\varepsilon$  je permitivita daného materiálu (absolutní permitivita),  $D$  je elektrická indukce a  $E$  intenzita elektrického pole,  $\varepsilon_r$  je relativní permitivita a  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua ( $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ )

Relativní permitivita je látková konstanta, která vyjadřuje, kolikrát se elektrická síla zmenší v případě, že tělesa s elektrickým nábojem jsou místo ve vakuu umístěna v látkovém prostředí (též kolikrát se zvětší kapacita kondensátoru, umístí-li se mezi elektrody dielektrikum). Její hodnota závisí na vlastnostech daného materiálu, na jeho přesném složení, na teplotě a tlaku - jde tedy o materiálovou konstantu [7].

Permeabilita je fyzikální veličina, udávající míru magnetizace v důsledku působícího magnetického pole. Vyjadřuje reakci určitého prostředí na silové účinky magnetického pole. Některá prostředí tyto účinky zesilují, jiná je zeslabují.

$$\mu = \frac{B}{H} = \mu_r \cdot \mu_0 \quad [\text{F} \cdot \text{m}^{-1}], \quad (2.4.)$$

kde  $\mu$  je absolutní permeabilita daného materiálu,  $B$  je magnetická indukce,  $H$  intenzita magnetického pole,  $\mu_r$  je relativní permeabilita a  $\mu_0$  je permeabilita vakua ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$ )

Relativní permeabilita závisí na vlastnostech daného materiálu, avšak ne tak radikálně jako permitivita. Jedná se o materiálovou konstantu. Pro většinu látek, ve kterých se světlo šíří, je přibližně rovna jedné [7].

Lom světla a index lomu. Paprsky světla se při přechodu z jednoho prostředí do jiného lámou, například když světlo dopadá šikmo na průhledný materiál, jako je sklo nebo voda. Různé materiály zpomalují světlo rozdílně, takže lom nastává vždy pod jiným úhlem. V jiném prostředí, než je vakuum, se světlo šíří rychlostí  $v$ , která je vždy nižší než  $c$ . Podíl těchto rychlostí je roven indexu lomu daného prostředí  $n$

$$n = \frac{c}{v}. \quad (2.5.)$$

V důsledku toho dochází na rozhraní látek s různými hodnotami  $n$  k lomu světla. Přesněji řečeno, toto se týká prostředí bez disperze, tj. případů, kdy index lomu nezávisí na vlnové délce. V prostředí s disperzí je třeba rozlišovat fázovou a grupovou rychlost. Fázová rychlost popisuje rychlost šíření ploch se stejnou fází, zatímco grupová rychlost se vztahuje k obálce amplitudy, neboli k rychlosti šíření signálu (informace).

Je-li závislost indexu lomu na kruhové frekvenci  $n(\omega)$ , pak

$$\text{fázová rychlost má hodnotu: } v(\omega) = \frac{c}{n(\omega)} \quad (2.6.)$$

$$\text{a grupová rychlost je rovna: } v_g(\omega) = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}}. \quad (2.7.)$$

Grupová rychlost nemůže přesáhnout hodnotu  $c$  ve shodě s teorií relativity. Naproti tomu fázová rychlost, která není spojena s přenosem informace, může nabývat téměř libovolných hodnot, vyšších než  $c$  nebo dokonce záporných [7].

## 2.2.1 Elektromagnetická vlna ve vakuu

Jelikož je relativní permitivita i permeabilita rovna jedné, pak rychlost vlny je:

$$v = \frac{\omega}{k} = c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = \frac{E_m}{B_m} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (2.8.)$$

$$\omega = 2\pi f, \quad (2.9.)$$

$$c = f\lambda, \quad (2.10.)$$

kde  $\omega$  je úhlová frekvence vlny,  $k$  je úhlový vlnčet (v optice často zvaný vlnové číslo),  $c = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  je rychlost všech elektromagnetických vln, ať leží ve spektru kdekoli,  $E_m$  a  $B_m$  jsou amplitudy polí,  $f$  je frekvence a  $\lambda$  je vlnová délka.

Hodnoty udávané pro vakuum se běžně používají i pro výpočty se vzduchem okolo nás.

## 2.2.2 Elektromagnetická vlna v hmotném prostředí

Šíření světla ve hmotě můžeme vnímat jako opakované pohlcování a vyzařování fotonů, a to tak, že po ozáření se dostane atom do excitovaného stavu, ve kterém setrvá pouze zlomek času a následně foton zpět vyžáří, ten následně pohltí další atom. Světlo se pohybuje pomaleji, protože atomy setrvávají v excitovaném stavu určitý čas [7].

Dané prostředí je specifické svojí permeabilitou a permitivitou. Tudíž rychlost vlny bude záviset na prostředí, kterým se šíří. To znamená na permitivitě a permeabilitě.

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}. \quad (2.11.)$$

Avšak jelikož je relativní permeabilita pro většinu materiálů, ve kterých se světlo šíří, rovna jedné, může  $\mu_r$  ve vzorcích vynechat a psát

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}. \quad (2.12.)$$

## 3 Laserové zdroje a interferometrie

### 3.1 Laserové zdroje

Slovo laser je zkratka anglického sousloví *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, tj. zesilování světla stimulovanou emisí záření [3]

Laser je optický zdroj elektromagnetického záření (světla v širším smyslu). Světlo je z laseru vyzařováno ve formě úzkého svazku. Na rozdíl od světla přirozených zdrojů je koherentní (vlnění o stejné frekvenci, stejném směru kmitání a stejné fázi nebo fázovým rozdílem) a monochromatické (označení monochromatické souvisí se skutečností, že vlnění je určeno jednou (konkrétní) hodnotou  $\omega$ . Úhlová frekvence  $\omega$  je v elektromagnetickém spektru spojena s určitou barvou. Jedná se tedy o vlnu jedné barvy). Princip laseru využívá zákonů kvantové mechaniky a statistické termodynamiky [7]. Kvantová mechanika je oblast fyziky zabývající se studiem zákonů pohybu mikročástic (elektronů, fotonů apod). Statistická termodynamika je oblast fyziky zabývající se zkoumáním zákonitostí, jimiž se řídí makroskopické systémy, které lze považovat za soubor velkého počtu mikrosystémů [3].

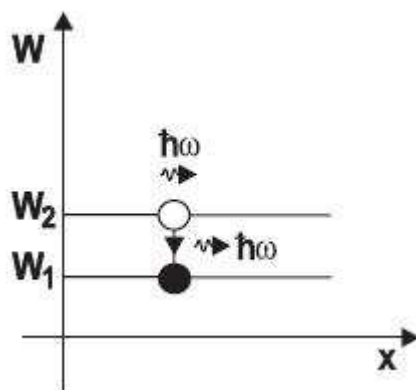
Kvantová elektronika je obor vědy a techniky, zabývající se metodami zesilování a generace elektromagnetických vln na základě stimulované emise. Základními technickými prostředky kvantové elektroniky jsou lasery a masery [3].

LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)

MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation)

Základní vlastnosti laserového záření jsou vysoká směrovost, vysoká monochromaticnost, vysoká úroveň optické intenzity [3]. Teorie laserů a maserů vychází z objasnění jevu stimulované emise záření, které podal v roce 1917 Einstein. Stimulovaná emise (též vynucená či indukovaná, Obr. 3.1.) je obecně emise koherentního elektromagnetického záření z látky vyvolaná dopadajícím zářením za současného přechodu částí kvantové soustavy z excitovaného stavu do stavu základního. Stimulovaná emise je kvantový jev, při kterém dopadající částice (nejčastěji foton) stimuluje přechod excitovaného elektronu do základního stavu za současného vyzáření částice o stejných vlastnostech jako má částice stimulující. Mějme na mysli systém atomů, je zřejmé, že v přítomném elektromagnetickém poli bude v tomto systému kromě spontánní emise docházet i k procesům excitace atomů ze základního stavu do vybuzeného stavu. Na základě principu detailní rovnováhy počet přechodů s vyzářením fotonu a počet s pohlcením fotonu musí být shodný. Einstein poprvé ukázal, že elektromagnetické pole vyvolá nejen přechody ze základního stavu do vybuzeného, ale i přechody opačné – přechody z vybuzeného stavu do základního, které jsou doprovázeny vyzářením fotonu. Tyto přechody, které vznikly působením vnějšího elektromagnetického pole nazýváme stimulovanými (vynucenými, indukovanými) přechody [7].



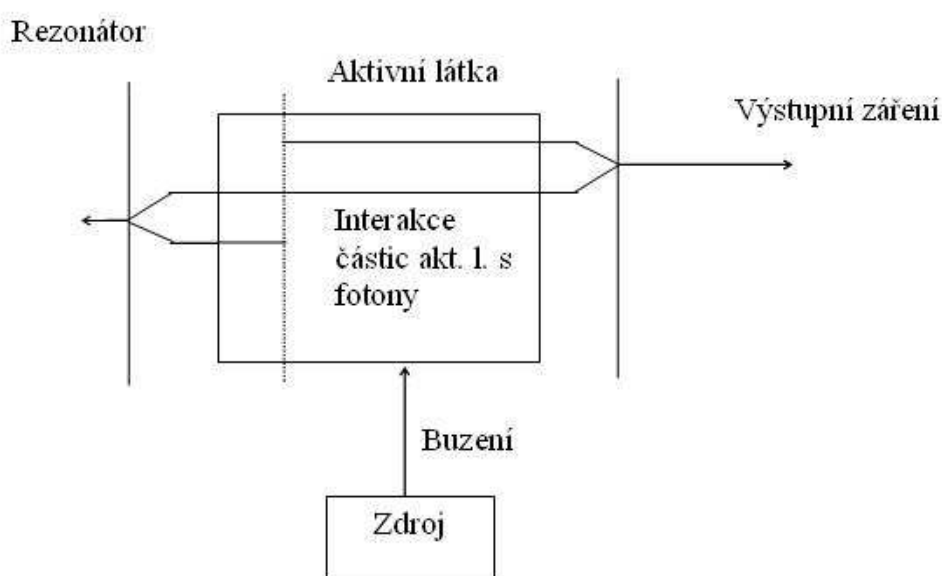


**Obr. 3.1.** Stimulovaná emise fotonu [7]

Předchůdcem laseru byl maser, zařízení, které pracuje na stejném principu, avšak generuje mikrovlnné záření. První maser sestavili Charles Townes, J. P. Gordon a H. J. Zeiger v roce 1953. Tento prototyp však nebyl schopen fungovat nepřetržitě. V roce 1960 Theodore H. Maiman v USA poprvé předvedl funkční laser (pevnolátkový  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ ). Jako aktivní prostředí použil krystal rubínu s využitím tří energetických hladin, laser proto mohl pracovat pouze v pulsním režimu. Sovětští fyzici Nikolaj Basov a Alexandr Prochorov pracovali nezávisle na problému kvantového oscilátoru a vyřešili problém nepřetržitého výstupu záření tím, že použili více než dvě energetické hladiny a umožnili tím ustanovení populační inverze [7].

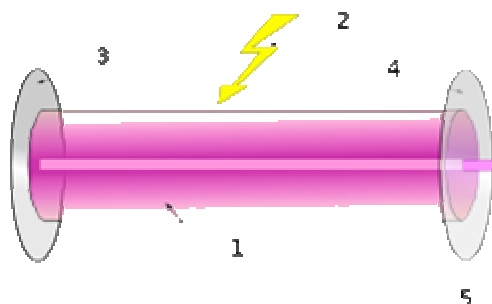
Laser sestává z několika základních částí (princiální blokové schéma na Obr. 3.2.), kterými jsou:

1. Aktivní látka
2. Zdroj záření
3. Odrazné zrcadlo rezonátoru
4. Polopropustné zrcadlo rezonátoru



**Obr. 3.2.** Schématické znázornění fyzikálního principu laseru [3]

Uspořádání aktivního prostředí a rezonátoru ukazuje Obr. 3.3. Laserový svazek (5) vychází z podélné osy rezonátoru. Laser je tvořen aktivním prostředím (1), rezonátorem (3,4) a zdrojem energie(2).



**Obr. 3.3.** Konstrukce laseru [7]

Zdrojem, který může představovat například výbojka, je do aktivního média dodávána energie. Ta energeticky vybudí elektrony aktivního prostředí ze základní energetické hladiny do vyšší energetické hladiny, dochází k excitaci. Takto je do vyšších energetických stavů vybudena většina elektronů aktivního prostředí a vzniká tak inverze populace, stav kvantové soustavy, při kterém došlo k obsazení energetických hladin částicemi, které neodpovídá rovnovážnému rozdělení. Při zpětném přestupu elektronu na nižší energetickou hladinu dojde k vyzáření (emisi) kvanta energie ve formě fotonů. Tyto fotony následně interagují s dalšími elektrony inverzní populace, čímž spouštějí stimulovanou emisi fotonů, se stejnou frekvencí a fází. Díky umístění aktivní části laseru do rezonátoru, tvořeného například zrcadly, dochází k odrazu paprsku fotonů a jeho opětovnému průchodu prostředím. To dále podporuje stimulovanou emisi, a tím dochází k exponenciálnímu zesilování toku fotonů. Výsledný světelný paprsek pak opouští tělo laseru průchodem skrze polopropustné zrcadlo [7].

Ve většině laserů světlo opakovaně prochází tzv. rezonátorem – optickou dutinou vymezenou zrcadly. V neobvyklejších případech je rezonátor tvořen dvěma zrcadly, z nichž jedno odráží úplně a druhé je částečně propustné. Existují také kruhové rezonátory. Zrcadla se používají obvykle dielektrická, někdy se používá leštěný kov, např. zlato. V některých případech (laserová dioda) má dostatečnou odrazivost samotné rozhraní aktivního prostředí se vzduchem. Některé lasery s dostatečně velkým ziskem v aktivním prostředí rezonátor nepotřebují a pracují superradiačně – to znamená, že záření stačí jediný průchod k získání dostatečné intenzity. Patří mezi ně např. dusíkový nebo měďný laser. Rezonátor se také nepoužívá u laserových zesilovačů, které slouží jen k průchodovému zesilování vstupujícího koherentního svazku [7].

Zrcadla v rezonátoru nemusí být rovinná. V řadě případů je výhodné použít nejen konkávní, ale i konvexní zrcadla. Stabilita záření v rezonátoru závisí na poloměrech křivosti zrcadel a délce rezonátoru [7].

Aktivní prostředí je látka obsahující oddělené kvantové energetické hladiny elektronů může se jednat o:

- plyn nebo směs plynů, hovoříme pak o plynových laserech
- monokrystal, kde hladiny vznikají dopováním; takové lasery se nazývají pevnolátkové
- polovodič s p-n přechodem v případě diodových laserů
- organická barviva
- polovodičové multivrstvy – jsou základem kvantových kaskádních laserů
- volné elektrony v případě laserů na volných elektronech [7]

Elektrony mohou přecházet z vyššího do nižšího stavu, při současném vyzáření fotonu, jedním z dvou mechanismů: spontánní emise (foton se vyzáří samovolně) nebo stimulovaná emise (okopíruje se jiný foton procházející atomem). Ke spontánní emisi dochází při nízkém stupni obsazení vyšší hladiny; pro spuštění stimulované emise ve větším měřítku (generace laserového záření) je třeba čerpáním dosáhnout tzv. populační inverze, kdy vyšší hladina je obsazena více elektrony než nižší [7].

Součásti pro optické čerpání aktivního prostředí (např. pomocí elektrického proudu, výbojky, chemické reakce aj.), chladič, měření výkonu, kalibrace zařízení, případně nelineární krystal měnící vlnovou délku [7].

Díky vysoké koherenci a monochromatickosti laserového paprsku lze laserovým paprskem soustředit na malé ploše velké množství energie. Toho se využívá v průmyslu pro řezání a vrtání materiálů. Laserové svazky s malou rozbíhavostí jsou využívány v technologiích optických záznamových médií (CD, DVD, magnetooptické disky) a rovněž pro měřicí aplikace. Monochromatickost a možnost rychlé modulace polovodičových laserů je využívána pro datové přenosy prostřednictvím optických vláken [7].

Pokud laser pracuje na určitých vlnových délkách, na které je schopno se oko soustředit a které mohou být dobře soustředěny sítnicí a rohovkou oka, tak vysoká koherence a malý rozptyl laserového paprsku může u některých typů laserů způsobit, že je přijímaný paprsek soustředěn pouze do extrémně malého bodu na sítnici. To vede k bodovému přehřátí sítnice a k trvalému poškození zraku. Symbol označující takové lasery je na Obr. 3.4.

Lasery jsou rozděleny do bezpečnostních tříd:

třída I: možný trvalý pohled do svazku laserových paprsků

třída II: kontinuální a viditelné záření, přímý pohled do zdroje možný, oko ochrání mrkací reflex

třída III: a) totéž jako třída II, ale oko již může být poškozeno za pohledu do zdroje pomocí optické soustavy (např. dalekohled), b) nebezpečí poškození oka, nutno používat ochranné pomůcky (i při pozorování odrazu), max. emise 0,5 W

třída IV: totéž jako třída III b), emise překračuje výkon 0,5 W

Běžně dostupné lasery bývají maximálně ve třídě III (optické soustavy cd přehrávačů). Výkonné lasery (třídy IV) jsou schopné způsobit popáleniny, řezné nebo tržné rány, případně způsobit požár. Řada laserů je buzena nebezpečnými látkami nebo vysokým napětím v řádu desítek kilovoltů. [7]



**Obr: 3.4.** Bezpečnostní symbol laseru třídy 2 a vyšší [7]

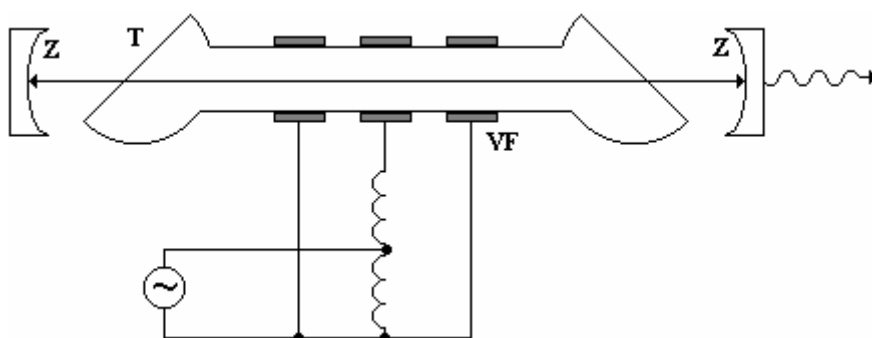
**Tab. 3.1: Typy laserů a jejich základní vlastnosti [7]**

Typ laseru	Aktivní prostředí	Vlnová délka	Spektrální oblast	Příklady použití
<b>Pevnolátkové</b>				
Rubínový laser	Rubín	694,3 nm	červená	holografie
Nd:YAG laser	Neodym, YAG	1064 nm	IR	litografie, chirurgie, strojírenství
Ho:YAG laser	Ho:YAG	2,1 μm	IR	chirurgie, stomatologie
Er:YAG laser	Erbium, YAG	2,94 μm	IR	chirurgie, stomatologie
Titan-safírový laser	titan, safír	690 - 1000 nm	červená, IR	spektroskopie, fs pulsy
<b>Barvivové</b>				
Rhodamin 6G laser	Rhodamin 6G	570-650 nm	žlutá, oranžová, červená	dermatologie
Kumarin C30 laser	Kumarin C30	504 nm	zelená	oftalmologie, chirurgie
<b>Plynové – Atomární</b>				
He-Ne laser	hélium, neon	543 nm, 633 nm	zelená, červená	zaměřování polohy
Jodový laser	jód	342 nm, 612 nm, 1315 nm	viditelné, IR	věda, termojaderná syntéza
<b>Plynové – Iontové</b>				
Argonový laser	argon	488 nm, 514 nm	modrá, zelená	oftalmologie, spektroskopie
Hélium-kadmiový laser	hélium, kadmium	325 nm, 442 nm	UV, modrá	
<b>Plynové – Molekulární</b>				
Vodíkový laser	vodík	100 - 120nm, 140 - 165nm	UV	
CO <sub>2</sub> laser	Oxid uhličitý	10,6 μm	IR	sváření, řezání, stomatologie, gravírování
Excimerové lasery	ArF, KrCl, KrF, XeCl, XeF	193 - 351 nm	UV	oftalmologie, laserová ablace, fotolitografie
Dusíkový laser	dusík	337 nm	UV	
<b>Polovodičové</b>				
GaAs laser	GaAs	650 nm, 840 nm	červená, IR	laserová ukazovátka, laserová tiskárna
GaAlAs laser	GaAlAs	670-830 nm	červená	telekomunikace, přehrávače CD
AlGaInP laser	AlGaInP	650 nm	červená	přehrávače DVD
GaN laser	GaN	405 nm	modrá	Blu-ray disky

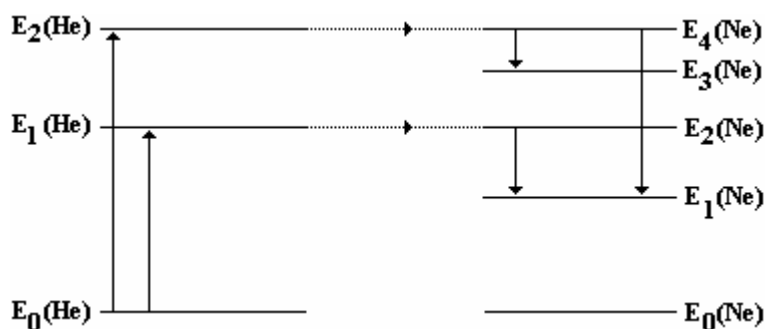
### 3.1.1 Helium – neonový laser

Z plynových laserů se stal nejznámějším laser helium - neonový generující jak červené světlo, tak infračervené záření. Helium-neonový laser (Obr. 3.5. a Obr. 3.7.) tvoří dlouhá skleněná trubice ( $T$ ) naplněná směsí neonu a hélia, v níž se budí elektrický výboj pomocí vysokofrekvenčních prstencových budících elektrod ( $VF$ ). Konce trubice bývají uzavřeny okénky skloněnými pod Brewsterovým úhlem k vyloučení odrazu polarizovaného světla. Celá trubice je umístěná mezi (kulovými) zrcadly ( $Z$ ) vnějšího rezonátoru. Jako aktivní plyn je použit neon. Paprsek má vysokou stabilitu frekvence a malou rozbíhavost. Proto se helium-neonový laser používá v přesných hodinách, v přesných dálkoměrech a k účelům telekomunikačním a geodetickým.

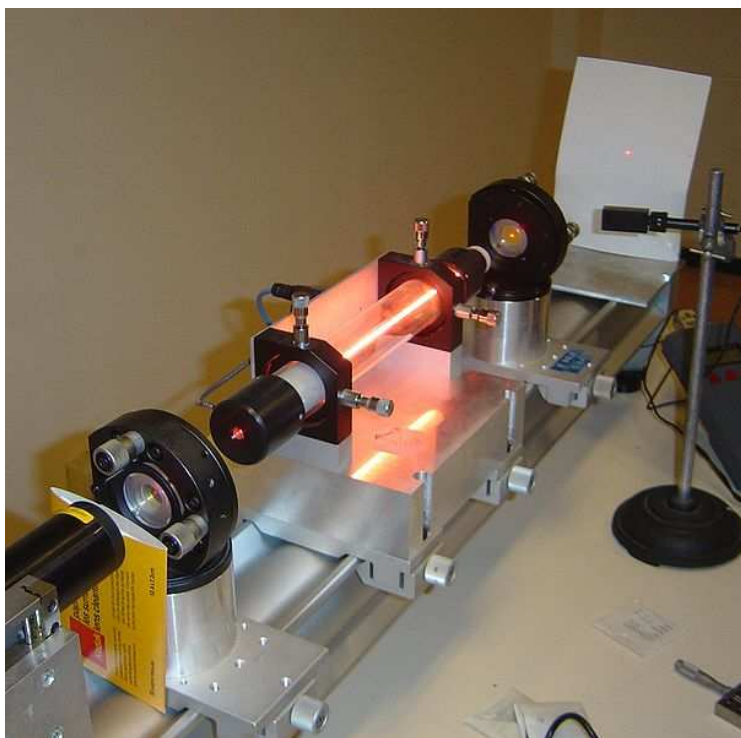
Způsob čerpání je znázorněn na Obr. 3.6. Atomy helia se snadno excitují v elektrickém výboji na metastabilní hladiny a při nepružných srážkách předávají svou energii atomům neonu. Metastabilní hladiny helia  $E_1(\text{He})$  a  $E_2(\text{He})$  totiž téměř přesně odpovídají energetickým hladinám neonu  $E_2(\text{Ne})$  a  $E_4(\text{Ne})$ . Při srážkách tak mohou atomy helia předávat přesně taková kvanta energie, která jsou atomy neonu schopny přijmout. Atomy neonu pak přecházejí stimulovanou emisí na nižší hladinu. Červené světlo  $\text{He} - \text{Ne}$  laseru odpovídá přechodu  $E_4 \rightarrow E_1$ .



Obr. 3.5. Helium – neonový laser [7]



Obr. 3.6. Helium - neonový laser (způsob čerpání) [7]



**Obr. 3.7.** Helium - neonový laser [7]

## **3.2 Interferometrie**

### **3.2.1 Interference**

V situacích, kdy se prostorem současně šíří více vln, dochází ke skládání vln – interferenci. Pro jednoduchost budeme předpokládat, že se prostorem šíří jen dvě koherentní lineárně polarizované vlny. Předpoklad koherence vln zajišťuje jejich stejný kmitočet i stálý fázový zdvih a takové vlny mohou vzniknout například odrazem od rozhraní nebo při buzení několika zářičů jedním generátorem. Lineárně polarizovaná vlna pak má v prostoru stále stejný směr vektorů intenzity pole. Vlny, šířící se prostorem, se mohou lišit směrem šíření i směry vektorů intenzity pole. Pokud mají vlny stejnou fázi, pak se navzájem posílí. Tomu se říká pozitivní (též konstruktivní) interference a viděna je jako světlo jasné. Pokud jsou v protifázi, pak jedna druhou vyruší. To je negativní (destruktivní) interference a ta je vidět jako stín. Interferenční proužky (Fizeauovy proužky) jsou pruhy světla a stínu vytvořené střídavým zesílením a zeslabením skládajících se světelných svazků.

Pro interferenční maxima (konstruktivní interference) platí:

$$2 \times n \times d = (m - 1) \times \lambda. \quad (3.1.)$$

Pro interferenční minima (destruktivní interference) platí:

$$2 \times n \times d = (2 \times m - 1) \times (\lambda / 2), \quad (3.2.)$$

kde  $d$  je nejkratší strana trojúhelníku,  $m$  je počet maxim (minim) –  $m = \{1, 2, 3, \dots\}$ ,  $n$  index lomu prostředí a  $\lambda$  symbolizuje vlnovou délku dopadajícího záření.

Pokud se obě vlny se šíří stejným směrem můžeme je nahradit jedinou vlnou, která se šíří stejným směrem. Výsledný vektor intenzity pole získáme vektorovým součtem obou dílčích intenzit pole. Protože intenzity obou dílčích polí jsou současně i fázory (mohou být vzájemně fázově posunuty), je třeba nejprve oba vektory rozložit na vhodné složky v prostoru (v kartézské soustavě do směrů  $x$  a  $y$ ), sečíst tyto složky s ohledem na jejich fázové posuvy a z

výsledných složek pak opět vyjádřit vektor intenzity výsledného pole. Jsou-li směry vektorů intenzity pole obou dílčích polí stejné, má i vektor intenzity pole výsledné vlny též směr a výsledná vlna je rovněž lineárně polarizovaná. Při sčítání je však třeba respektovat fázový posuv intenzit dílčích polí. Při různé orientaci vektorů intenzity pole dílčích polí v prostoru vznikne obecně elipticky polarizovaná výsledná vlna – koncový bod výsledného vektoru intenzity pole se v prostoru pohybuje po elipse ležící v rovině kolmé na směr šíření vlny. Smysl otáčení vektoru (levotočivý nebo pravotočivý) se posuzuje ve směru šíření vlny a závisí na fázovém posuvu dílčích vln. Když jsou vektory dílčích polí navzájem kolmé a jejich fázový posuv je roven  $\pm\pi/2$ , vznikne kruhově polarizovaná vlna. Podmínkou vzniku lineárně polarizovaného výsledného vlnění je nulový fázový posuv mezi fázory dílčích vln. Výsledný směr intenzity pole v prostoru závisí na poměru pravoúhlých složek výsledného vlnění [2].

Interferometr je přístroj pro velmi přesná měření, jehož princip je založen na interferenci světla. Užívá se k:

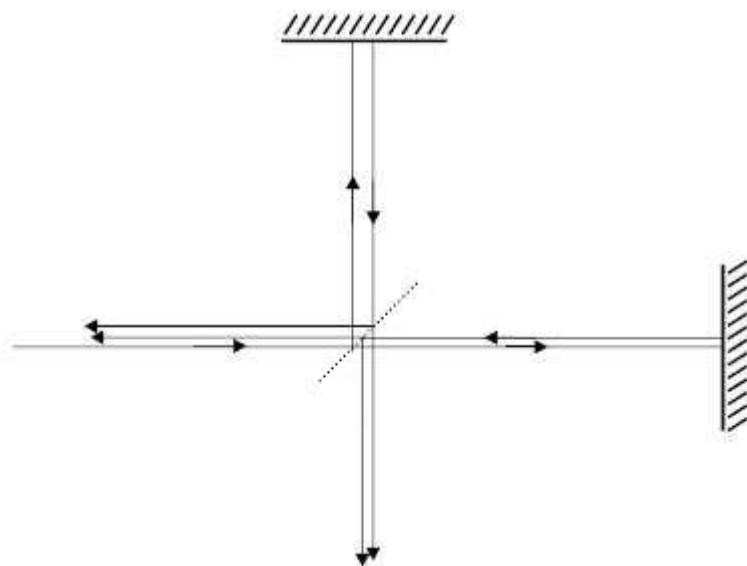
měření délek (interferenční komparátory)

určení indexů lomu u plynů a u kapalin (interferenční refraktometry)

určení jemné struktury spektrálních čar (interferenční spektroskopy)

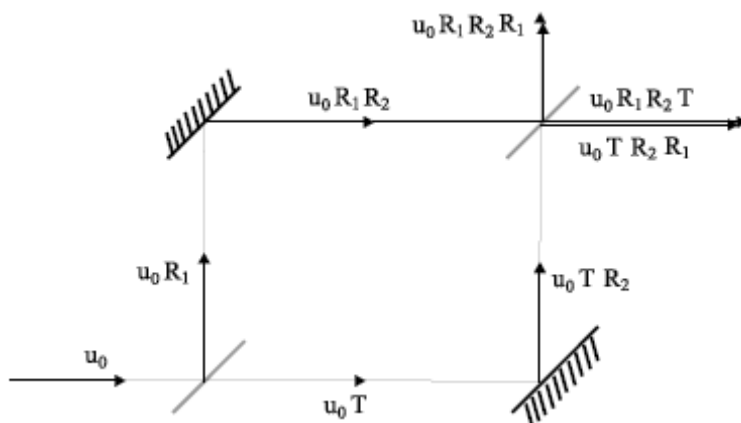
### **3.2.2 Michelsonův interferometr**

Nejstarší druh interferometru, který v roce 1881 navrhl a sestavil Albert Abraham Michelson. Skládá se ze dvou zrcadel s koeficientem odrazu blízkým jedné a z jednoho polopropustného zrcadla, které dělí optický svazek na dva přibližně stejně intenzivní paprsky. Principiální schéma Michelsonova interferometru je uvedeno na Obr. 3.8. Výhodou tohoto interferometru je, že se změnou plochy jednoho ze zrcadel dá jednoduše změnit rozdíl drah interferujících paprsků. Velikost tohoto rozdílu však zpravidla nesmí být příliš velká. Nesmí být větší než „délka koherence“ použitého světleného zdroje. Při velkém rozdílu drah se ztratí stálost fázového rozdílu interferujících paprsků, protože jsou odvozené od primární vlny vygenerované v příliš odlišných okamžicích jejího skutečného vyzáření. Díky moderním zdrojům monochromatického světla (laser) může být (ve speciálních případech) rozdíl drah při kterém dochází k interferenci s dostatečným kontrastem (s dostatečným poměrem intenzity v maximu a v minimu interference) i několik metrů. Při laserech horší kvality tato „délka koherence“ dosahuje jen několik centimetrů. I to je však při porovnání s klasickými zdroji poměrně velká „délka koherence“ [2].



**Obr. 3.8.** Schéma Michelsonova interferometru [2]

### 3.2.3 Mach – Zehnderův interferometr



**Obr. 3.9.** Schéma Mach - Zehnderova interferometru [2]

Skládá se ze dvou plně odrazejících zrcadel a dvou částečně reflektujících polopropustných zrcadel, dělících světelný paprsek na dva, přibližně stejné intenzity (Obr. 3.9.). Světelný svazek dopadající na vstupní polopropustné zrcadlo se dělí do dvou ramen, ve kterých se odráží na plně reflektujících zrcadlech. Potom oba svazky dopadají na vstupní polopropustné zrcadlo. Tím se oba oddělené svazky spojí a vytvoří dvě dvojice interferujících paprsků. U jedné z těchto dvojic oba paprsky mají „stejnou historii“ tj. při průchodu interferometrem oba paprsky absolvují stejné přechody a odrazy i když v jiném pořadí (samozřejmě za předpokladu, že koeficienty odrazu  $R_2$  obou plně reflektujících zrcadel a koeficienty přestupu  $T$  a odrazu  $R_1$  obou polopropustných zrcadel jsou stejné). Paprsky druhé dvojice mají „odlišnou historii“.

Všimněme si zatím dvojice se „stejnou historií“. Když jsou zrcadla nastavená tak, že optické dráhy v obou větvích jsou stejné, po přechodu interferometrem musí mít oba paprsky shodnou fázi (přestože jsou koherentní), takže vytvoří signál, jehož amplituda je součtem



amplitud interferujících paprsků. Kdyby se však změnil například index lomu v jednom rameni, shoda fází interferujících paprsků by se narušila a výsledná amplituda by byla rovna

$$u = 2u_0 \cdot T \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot \cos(\Phi), \quad (3.3.)$$

kde  $\Phi$  je vyvolaný rozdíl fází a  $u_0$  je intenzita světelné vlny. Při rozdílu fází rovno  $\pi/2$  by tak došlo k odčítání jejich amplitud (minimum intenzity interferujících svazků).

Intenzita výstupního svazku je úměrná kvadrátu amplitudy, tj. v situaci, kdy jsou optické dráhy obou ramen shodné, je určena výrazem

$$u = (2u_0 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot T)^2. \quad (3.4.)$$

Když jsou zrcadla bezztrátová a když polopropustné zrcadlo dělí dopadající paprsek na dva stejně intenzivní paprsky (tj. když platí  $R_2 = 1$  a  $R_1 = T = 1/\sqrt{2}$ ), tak výsledná intenzita je rovna intenzitě vstupního svazku. To by ale byl rozpor se zákonem zachování energie, protože mimo uvažovaného svazku z interferometru vystupuje ještě svazek s paprsky s „odlišnou historií“. Jestliže je splněný uvedený předpoklad o velikostech koeficientů odrazu a přechodu, amplitudy paprsků v tomto druhém svazku jsou stejné jako v prvním svazku. Energie vytékající z interferometru prostřednictvím tohoto svazku je tak vlastně „navíc“. Platnost zákona zachování energie může ještě „zachránit“ to, že rozdíl fází paprsků v druhém svazku se liší o  $\pi/2$  od rozdílu fází paprsků prvního svazku. Takto by v jednom svazku došlo k maximu interference právě tehdy, když je intenzita druhého svazku nulová a naopak. Když si všimneme vyjádření amplitud jednotlivých svazků uvedených na (Obr. 3.9.), můžeme tvrdit, že při odrazu na polopropustném zrcadle musí dojít k fázovému posunutí odraženého paprsku vůči paprsku předcházejícímu o hodnotu  $\pi/4$  (při dvojnásobném odrazu o  $\pi/2$ ). Díky tomuto fázovému posunutí je součet intenzit obou vystupujících svazků rovný intenzitě paprsku vstupujícího do interferometru [2].

Oba uvedené interferometry patří k interferometrům, ve kterých se na výstupu skládají dvě vlny vytvořené z vlny, která byla přivedena na vstup interferometru. Například Fabryho – Pierotův interferometr, který se principiálně liší od těchto dvou právě tím, že z něj vystupují ne dvě vlny, ale celý soubor vln s navzájem posunutými fázemi [2].

## 4 Světlo v ionizovaném prostředí

### 4.1 Ionizace vzduchu

Ionty jsou atomy nebo molekuly, které získaly nebo ztratily elektron. Ionty, které elektron ztratily jsou kladné ionty. Ionty, které elektron získaly jsou záporné ionty.

Vzduch je vždy alespoň částečně ionizován účinkem kosmického záření a radioaktivity zemské kůry. Běžně vzniká v jednom  $\text{cm}^3$  vzduchu každou sekundu asi 10 kladných iontů a elektronů.

Molekuly atmosférických plynů a případně i atomy jsou štěpeny na kladný iont a záporný elektron. Současně s ionizací probíhá i rekombinace, takže v ustáleném stavu je v jednotce objemu jistý počet  $N$  volných elektronů, stejný počet iontů a mohou tam být i neionizované molekuly.

Elektromagnetické vlnění šířící se ionizovaným prostředím působí Coulombovou silou na částice s nábojem (elektrony, ionty) a rozkmitá je. Kmity relativně hmotných iontů jsou malé

a nevýznamné. "Lehké" elektrony kmitají s mnohem větší amplitudou a představují proudy, které zpětně působí na šířící se vlnění. Lze ukázat, že prostředí s volnými elektrony ovlivňuje šíření vlny stejně jako dielektrikum s permitivitou

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{ir} = \varepsilon_0 - \frac{Nq^2}{m\omega^2}, \quad (4.1.)$$

$$\varepsilon_{ir} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}, \quad (4.2.)$$

kde  $q$  je náboj,  $m$  je hmotnost elektronu,  $N$  je počet elektronů v jednotce objemu (koncentrace) a  $\omega$  je úhlový kmitočet vlnění.

Výsledek (4.1) je zajímavý z několika hledisek. Ukazuje, že ionizované prostředí je "opticky řidší" než vakuum, neboť  $\varepsilon_i < \varepsilon_0$ . Dále je zřejmé že  $\varepsilon_i$  a tudíž i fázová rychlost vlny

$$v = c \cdot \varepsilon_{ir}^{-\frac{1}{2}} \quad (4.3.)$$

závisí na kmitočtu a ionizované prostředí je tedy prostředí disperzní. Konečně ze (4.1) vyplývá, že při dost nízké frekvenci  $\omega$  nebo při dost velké koncentraci volných elektronů  $N$  může permitivita ionizovaného prostředí dosáhnout hodnoty  $\varepsilon_i = 0$ . V prostředí s nulovou permitivitou se ale elektromagnetické vlny šířit nemohou a ani do takového prostředí nevniknou. Kmitočet, při kterém je dosaženo nulové permitivity, nazveme kritický kmitočet [4].

Pro výpočet optické dráhy platí

$$d = n \cdot l, \quad (4.4.)$$

kde  $l$  je velikost optické dráhy v metrech,  $n$  značí index lomu a  $d$  je délku křivky.

Ze vztahu (4.1) dostaneme

$$f_{\text{krit}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{Nq^2}{m\varepsilon_0}} \cong \sqrt{80,6N}. \quad (4.5.)$$

Index lomu ionizovaného prostředí bude roven

$$n_i = \varepsilon_{ir}^{-\frac{1}{2}}. \quad (4.6.)$$

Ionizace vzduchu může být dosaženo následujícími hlavními způsoby:

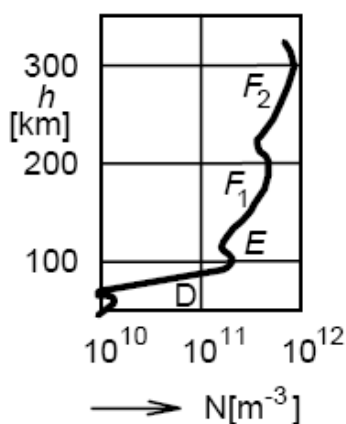
1. elektrickým výbojem - po své dráze působí nárazovou ionizací vzduchu,
2. lokálně významným zdrojem iontů - tříštění vody v prostorech gejzírů a zvláště vodopádů, kdy tzv. Lenardovým efektem je odtrhávána část molekuly vody nesoucí přebytek elektronů. Stejný efekt lze pozorovat i po dešti. Je prokázáno, že nejvíce iontů se vyskytuje v blízkosti moří, vodopádů, hor, borovicových lesů a ve vzduchu po bouři.
3. prostřednictvím ionizujícího záření – ultrafialové záření, radioaktivní záření.

## 4.2 Ionosféra

Typickým prostředím s vysokou ionizací je ionosférická vrstva. Mechanismus šíření elektromagnetické vlny v ionosféře umožňuje rádiová spojení na velké vzdálenosti. Tyto mechanismy jsou dobře prostudovány a pro jejich popis a analýzu jsou používány vztahy uvedené v kapitole 4.1. Zajímavou se stává možnost prostudování jak a v jakých koncentracích může ovlivňovat ionizace šíření vlny v optické oblasti.

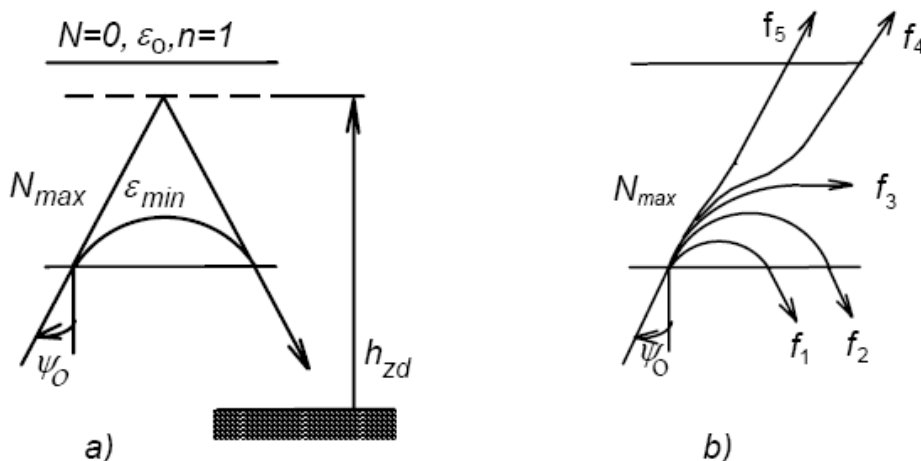
Ionosféra je ionizovaná část atmosféry od výšky asi 40 km. V horní části pak ionosféra ve výšce cca 700-1000 km postupně přechází do plazmasféry. Významně ovlivňuje šíření elektromagnetických signálů. Má velký význam pro šíření krátkých radiových vln, které se od ní mohou odrážet a tím se šíří daleko od vysílače. Ovlivňuje však i šíření dalších signálů, zpomaluje např. průchod signálů z globálních navigačních systémů GPS či Galileo.

Ionosféra se skládá z ionosférických vrstev, které se označují písmeny D, E,  $F_1$  a  $F_2$ . Typické rozložení koncentrace elektronů v ionosféře ukazuje Obr. 4.1. Protože hlavním ionizačním činitelem je sluneční záření, jsou vlastnosti ionosférických vrstev závislé na intenzitě sluneční činnosti. Koncentrace volných elektronů a v malé míře i výška vrstev se mění během roku a během dne. Vliv má i jedenáctiletá perioda kolísání sluneční aktivity. V důsledku pomalé rekombinace nezanikají vrstvy E a F ani v noci [4].



**Obr. 4.1.** Výšková závislost koncentrace volných elektronů [4]

Vlnění vstupuje do vrstvy pod úhlem  $\psi_0$ . Protože vniká z prostředí opticky hustšího do řidšího ( $n < 1$ ), láme se od kolmice. Jak vlna vniká hlouběji do vrstvy, lom pokračuje. V příznivém případě získá vlna horizontální směr ( $\psi = \pi/2$ ) a to stačí k tomu, aby se vrátila zpět k Zemi. Při šíření dolů se totiž vrací do opticky hustšího prostředí a láme se ke kolmici. Ačkoli ve vrstvě nastává postupný lom, běžně se hovoří o odrazu vlny. Pak je logické si představit pomyslnou plochu, od níž se vlna zdánlivě odráží. Výška této plochy je tzv. zdánlivá výška vrstvy  $h_{zd}$  (Obr. 4.2.a) [4].



**Obr. 4.2.** Dráhy vln v ionizované vrstvě [4]

Podmínku odrazu vlny odvodíme ze Snellova zákona lomu

$$n_0 \cdot \sin \psi_0 = n_k \cdot \sin \psi_k, \quad (4.7.)$$

kde  $n_0$  a  $\psi_0$  jsou index lomu a směr šíření vlny na dolní hranici vrstvy, indexem " $k$ " jsou označeny tytéž veličiny někde uvnitř vrstvy.

Má-li se vlna odrazit, musí být  $\psi_k = \pi/2$ . Dále dosadíme  $n_0 = 1$ ,  $n_k = \epsilon_{ir}^{1/2}$  a  $\epsilon_i$  ze vztahu (4.1.). Když veličiny  $q$ ,  $m$ ,  $\epsilon_0$  nahradíme jejich číselnými hodnotami, dostaneme podmínku odrazu ve tvaru

$$N_k = \frac{f^2 \cdot \cos^2 \psi_0}{80,6}. \quad (4.8.)$$

Výsledek můžeme vysvětlit tak, že když do vrstvy vstupuje vlnění s kmitočtem  $f$  pod úhlem  $\psi_0$ , pak na vrcholu dráhy musí být koncentrace elektronů  $N_k$ . Čím vyšší kmitočet vlna má, tím větší koncentrace je nutná a tím hlouběji vlna vnikne. Je-li kmitočet vlny tak velký, že potřebná koncentrace je větší než největší koncentrace elektronů ve vrstvě, pak se vlna neodrazí a vrstvou projde. Na Obr. 4.2.b jsou zakresleny dráhy vln dopadajících pod stejným úhlem, ale s různými kmitočty  $f_1 < f_2 < f_3 \dots$ . Pro kmitočet  $f_3$  je splněna podmínka (4.8.) právě v místě největší koncentrace. Vlny s vyššími kmitočty vrstvou projdou se zakřivením dráhy a vlny s velmi vysokými kmitočty vrstva neovlivní [4].

Pro návrh spojení ionosférickou vlnou je nutné především znát nejvyšší kmitočet při kterém se vlna ještě odrazí. Do (4.8.) dosadíme  $N_k = N_{\max}$  a rovnici řešíme pro kmitočet  $f$ . S použitím (4.7.) dostaneme

$$f_{\max} = \frac{\sqrt{80,6 \cdot N_{\max}}}{\cos \psi_0} = \frac{f_{\text{krit}}}{\cos \psi_0}, \quad (4.9.)$$

kde  $f_{\text{krit}}$  je tzv. kritický kmitočet ionosférické vrstvy. Je to nejvyšší kmitočet vlny, která se ještě od vrstvy odrazí při kolmém dopadu. Při šikmém dopadu se odrazí i vlna s kmitočtem vyšším než je kritický ( $f_{\max} > f_{\text{krit}}$ ). Kritický kmitočet a zdánlivá výška jsou důležité parametry ionosférických vrstev [4].

## 5 Teoretická analýza šíření v ionizovaném prostředí

Pro analýzu šíření světelné vlny v ionizovaném prostředí bylo navrženo využití vztahu (4.1.). Pomocí něj bude možné zjistit jaký je vliv koncentrace elektronů na rychlost šíření vlny v ionizovaném prostředí.

Pro výpočet absolutní permitivity ionizovaného prostředí použijeme vzorec (4.1.), ve kterém se  $\omega = 2\pi f$  a frekvenci vypočteme ze vztahu  $f = \frac{c}{\lambda}$ , kde  $\lambda = 632,990796$  nm je vlnová délka laseru použitého k praktickému měření.

Permitivitu pak po dosazení vypočteme ze vztahu

$$\epsilon_i = \epsilon_0 - \frac{N \cdot q^2 \cdot \lambda^2}{m \cdot 4\pi^2 \cdot c^2} \quad (5.1.)$$

Ze vzorců pro index lomu  $n = \frac{c}{v}$  (5.2.) a pro index lomu ionizovaného prostředí (4.5.) si vyjádříme fázovou rychlost

$$\sqrt{\epsilon_{ir}} = \frac{c}{v_f} \Rightarrow v_f = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{ir}}}, \quad (5.3.)$$

do kterého za  $\epsilon_{ir}$  dosadíme vztah (4.2.). Po dosazení dostaneme pro výpočet fázové rychlosti vztah

$$v_{fi} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{ir}}} = \frac{c}{\sqrt{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_0}}} = \frac{c}{\sqrt{\frac{\epsilon_0 - \frac{N \cdot q^2 \cdot \lambda^2}{m \cdot 4\pi^2 \cdot c^2}}{\epsilon_0}}}, \quad (5.4.)$$

který lze upravit na

$$v_{fi} = c^2 \cdot 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m \cdot \epsilon_0}{\epsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi^2 \cdot c^2 - N \cdot q^2 \cdot \lambda^2}} \quad (5.5.)$$

Vztah mezi fázovou a trupovou rychlostí je následující

$$c^2 = v_f \cdot v_g \quad (5.6.)$$

Protože informace je spojená s rychlostí trupovou, ze vztahu (5.6.) vyjádříme grupovou rychlost, do které pak za fázovou rychlost dosadíme vzorec (5.5.) a po úpravě dostaneme

$$v_g = \sqrt{c^2 - \frac{N \cdot q^2 \cdot \lambda^2}{\epsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi^2}} \quad (5.7.)$$

Vztah (5.7.) upravíme pro výpočet koncentrace volných elektronů

$$N = \frac{\varepsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi^2 \cdot (c^2 - v_{gi}^2)}{q^2 \cdot \lambda^2}, \quad (5.8.)$$

kde  $v_{gi}$  vyjadřuje rychlost světla v ionizovaném prostředí.

S rostoucí koncentrací volných elektronů tedy absolutní permitivita ionizovaného prostředí klesá. Pokles permitivity se začíná projevovat při koncentraci  $10^{26}$  elektronů v jednotce objemu. Graf znázorňující tuto závislost je na Obr. 5.1. Stejně tak klesá grupová rychlost elektromagnetické vlny, což znázorňuje Obr. 5.2. Z toho vyplývá závislost absolutní permitivity prostředí a grupové rychlosti elektromagnetické vlny v tomto prostředí zobrazená na Obr. 5.3. Což také podle vzorce (5.2) a (4.4.) znamená, že se prodlužuje optická dráha. Podle vztahu (5.5.) při zmenšování rychlosti grupové naopak roste rychlost fázová, která je v závislosti na koncentraci vynesena do grafu na Obr. 5.4.

Do vzorce (4.4.) pro výpočet optické dráhy dosadíme za index lomu  $n$  vzorec (5.2.) a dostaneme

$$d = \frac{c}{v_g} \cdot l. \quad (5.9.)$$

V neionizovaném prostředí bude  $v_g = c$  a tudíž optická dráha  $d$  se bude rovnat délce křivky  $l$ . Při změně prostředí dojde vlivem změny rychlosti šíření elektromagnetické vlny  $v_g$  k prosloužení optické dráhy o inkrement  $\Delta x$ , jak ukazuje následující vztah

$$l + \Delta x = \frac{c}{v_g} \cdot l. \quad (5.10.)$$

Ze vztahu (5.10.) lze odvodit výpočet grupové rychlosti šíření vlny v ionizovaném prostředí, ve kterém byl zjištěn inkrement optické dráhy  $\Delta x$ .

$$v_g = \frac{c \cdot l}{l + \Delta x}. \quad (5.10.)$$

Pro odhad potřebné koncentrace elektronů v interferometrem měřené oblasti pro uvažovaný inkrement  $\Delta x$  lze vztah (5.10.) dosadit do (5.8)

$$N = \frac{\varepsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi^2 \cdot \left[ c^2 - \left( \frac{c \cdot l}{l + \Delta x} \right)^2 \right]}{q^2 \cdot \lambda^2}. \quad (5.11.)$$

Pro odhad nárůstu počtu elektronů v měřené délce při zvolené minimální napěťové změně na kvadrturních výstupech přijímače interferometru lze provést následující výpočet. Uvažujeme-li minimální detekovanou změnu napětí  $\Delta U = 10$  mV v nejstrmější oblasti výstupního signálu přijímače interferometru v pracovním bodě  $U_p = 1,707$  V bude změna fázového poměru signálů interferometru rovna

$$\Delta\varphi = \arctg \frac{U_p}{U_p} - \arctg \frac{U_p + \Delta U}{U_p - \Delta U} \quad (5.12.)$$

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{4} - \arctg \frac{1,707 - 10 \cdot 10^{-3}}{1,707 + 10 \cdot 10^{-3}} = 0,0586 \text{ rad}$$

Interferometr, který bude použit v experimentálním měření má citlivost v hodnotě délkového posuvu v měřicím ramenu  $25,186 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  na jeden radián fázového posuvu výstupních kvadraturních signálů. Uvažovanému fázovému posuvu dle vztahu (5.12.) odpovídá změna optické dráhy  $\Delta x = 1,476 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ . Po dosazení do vztahu (5.11.) obdržíme hodnotu koncentrace iontů

$$N = \frac{\varepsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi^2 \cdot \left[ c^2 - \left( \frac{c \cdot l}{l + \Delta x} \right)^2 \right]}{q^2 \cdot \lambda^2} \quad (5.13)$$

$$N = \frac{\varepsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi^2 \cdot \left[ c^2 - \left( \frac{c \cdot 0,1}{0,1 + 1,476 \cdot 10^{-9}} \right)^2 \right]}{q^2 \cdot (632,99 \cdot 10^{-9})^2} = 8,239 \cdot 10^{19}$$

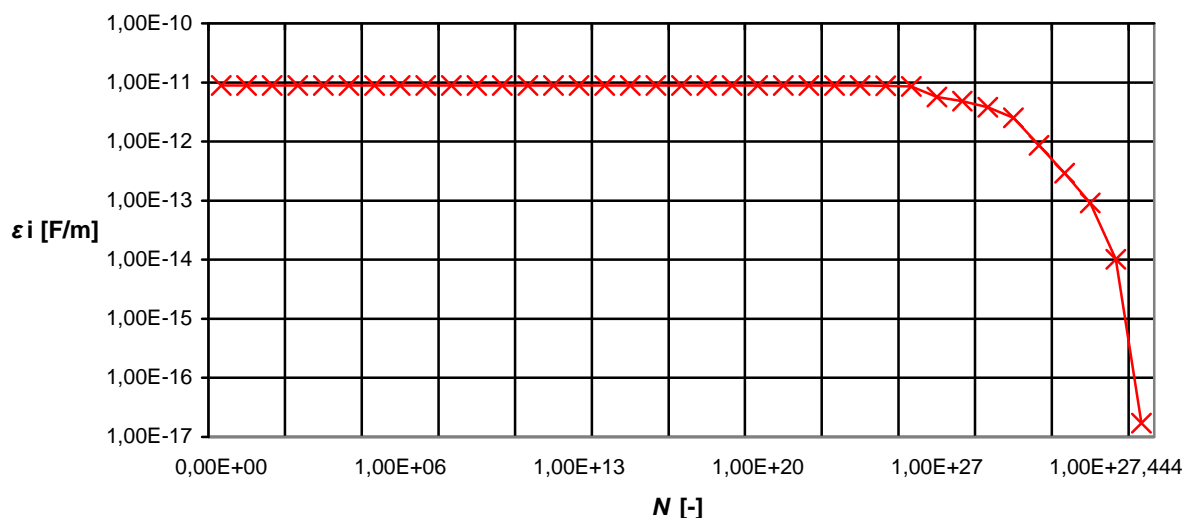
Odhadované koncentrace elektronů by v experimentálním uspořádání bylo možno dosáhnout při použití vysokonapěťového zdroje vytvářejícího dostatečně silné elektrické pole pro ionizaci měřeného prostoru.

**Tab. 5.1: Vypočtené hodnoty permitivity ionizovaného prostředí a rychlostí**

$N$	$\varepsilon_i [\text{F}\cdot\text{m}^{-1}]$	$v_g [\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$	$v_f [\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
0	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^0$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^1$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^2$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^3$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^4$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^5$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^6$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^7$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^8$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^9$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{10}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{11}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{12}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{13}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{14}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{15}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{16}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{17}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 458, 0	299 792 458, 0
$10^{18}$	$8,854\,187\,82\cdot 10^{-12}$	299 792 457, 9	299 792 458, 1
$10^{19}$	$8,854\,187\,79\cdot 10^{-12}$	299 792 457, 5	299 792 458, 5
$10^{20}$	$8,854\,187\,50\cdot 10^{-12}$	299 792 452, 6	299 792 463, 4
$10^{21}$	$8,854\,184\,63\cdot 10^{-12}$	299 792 404, 1	299 792 511, 9
$10^{22}$	$8,854\,156\,00\cdot 10^{-12}$	299 791 919, 4	299 792 996, 6
$10^{23}$	$8,853\,869\,66\cdot 10^{-12}$	299 787 071, 7	299 797 844, 4
$10^{24}$	$8,851\,006\,20\cdot 10^{-12}$	299 738 590, 2	299 846 335, 5
$10^{25}$	$8,822\,371\,65\cdot 10^{-12}$	299 253 344, 0	300 332 543, 2
$10^{26}$	$8,536\,026\,12\cdot 10^{-12}$	294 356 888, 9	305 328 399, 9
$10^{27}$	$5,672\,570\,87\cdot 10^{-12}$	239 958 578, 9	374 545 966, 6
$10^{27,1}$	$4,848\,769\,39\cdot 10^{-12}$	221 851 347, 2	405 115 943, 7
$10^{27,2}$	$3,811\,664\,78\cdot 10^{-12}$	196 699 672, 0	456 917 477, 1
$10^{27,3}$	$2,506\,027\,43\cdot 10^{-12}$	159 492 089, 8	563 510 817, 3
$10^{27,4}$	$8,623\,273\,82\cdot 10^{-13}$	93 558 244, 4	960 637 071, 1
$10^{27,43}$	$2,907\,550\,76\cdot 10^{-13}$	54 326 138, 8	1 654 369 699, 0
$10^{27,44}$	$9,128\,710\,33\cdot 10^{-14}$	30 440 185, 6	2 952 528 577, 0
$10^{27,444}$	$1,020\,498\,13\cdot 10^{-14}$	10 179 971, 2	8 828 661 310, 0
$10^{27,4445}$	$1,710\,627\,83\cdot 10^{-17}$	396 800, 5	226 500 515 700, 0

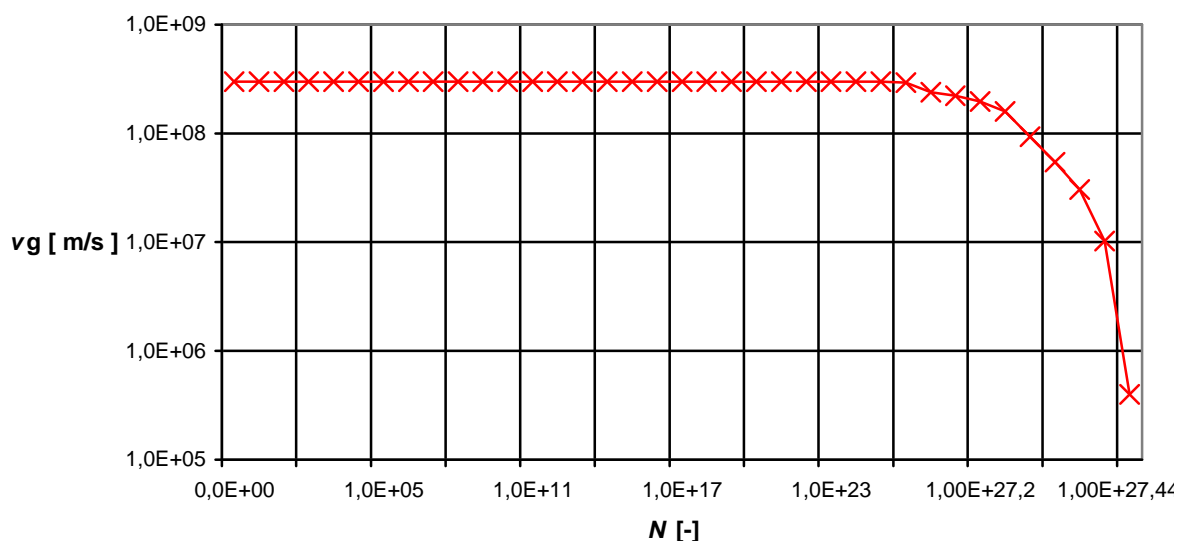


**Závislost permitivity ionizovaného prostředí na počtu elektrónů v jednotce objemu v logaritmickém měřítku**



**Obr. 5.1.** Graf závislosti permitivity ionizovaného prostředí na počtu elektrónů v jednotce objemu v logaritmickém měřítku

**Závislost grupové rychlosti světla v ionizovaném prostředí na počtu elektrónů v jednotce objemu v logaritmickém měřítku**



**Obr. 5.2.** Graf závislosti grupové rychlosti světla v ionizovaném prostředí na počtu elektrónů v jednotce objemu v logaritmickém měřítku

**Závislost fázové rychlosti světla v ionizovaném prostředí na počtu elektrónů v jednotce objemu v logaritmickém měřítku**

**$v_f$  [ m/s ]**

**$N$  [-]**

-27-

## 6 Experimentální ověření

Z předchozí analýzy vyplynulo, že vlivem ionizace prostředí dochází k prodloužení optické dráhy. Prodloužení optické dráhy je funkcí míry ionizace prostředí a tím i koncentrace volných elektronů. Tyto závěry platí za předpokladu, že vztahy platné v případě šíření rádiových vln v ionosféře použité při analýze platí i v optické oblasti spektra. Vzniká otázka, zdali by bylo možné pomocí citlivé měřicí metody vyhodnotit změnu optické dráhy a určit tak koncentraci elektronů v ionizovaném prostředí. V oblasti optického měření je jednou z nejcitlivějších metod interferenční metoda. Z teoretické analýzy vyplynulo, že k významnému ovlivnění grupové rychlosti světla dochází až v prostředí s dostatečnou koncentrací elektronů. Pro experimentální ověření je nutno použít ionizační zdroj elektrického pole s dostatečně vysokou intenzitou.

### 6.1 Popis interferometru

K experimentálnímu měření je použita modifikace michelsonova interferometru, jehož schéma je znázorněno na obrázku 6.1. Použitý interferometr firmy LIMTEK sestává z komponentů HeNe laseru LS 10.1, napájecího zdroje LS 11.1, přijímače LS 40.1 a samotného děliče svazku s koutovými odražeči. Základní parametry interferometru jsou následující:

**Vlnová délka ve vakuu:** 632,990796 nm

**Stabilita vlnové délky:**  $2 \times 10^{-8}$

**Rozsah měření (úroveň změny polohy):**  $0 \div 500$  nm při max. náklonu odražeče  $0,1^\circ$

**Dynamika snímaného pohybu:**  $< 0,001 \div 1$  m/s

**Šířka pásma přijímače:**  $> 200$  kHz

**Výkon laseru:** 1 mW

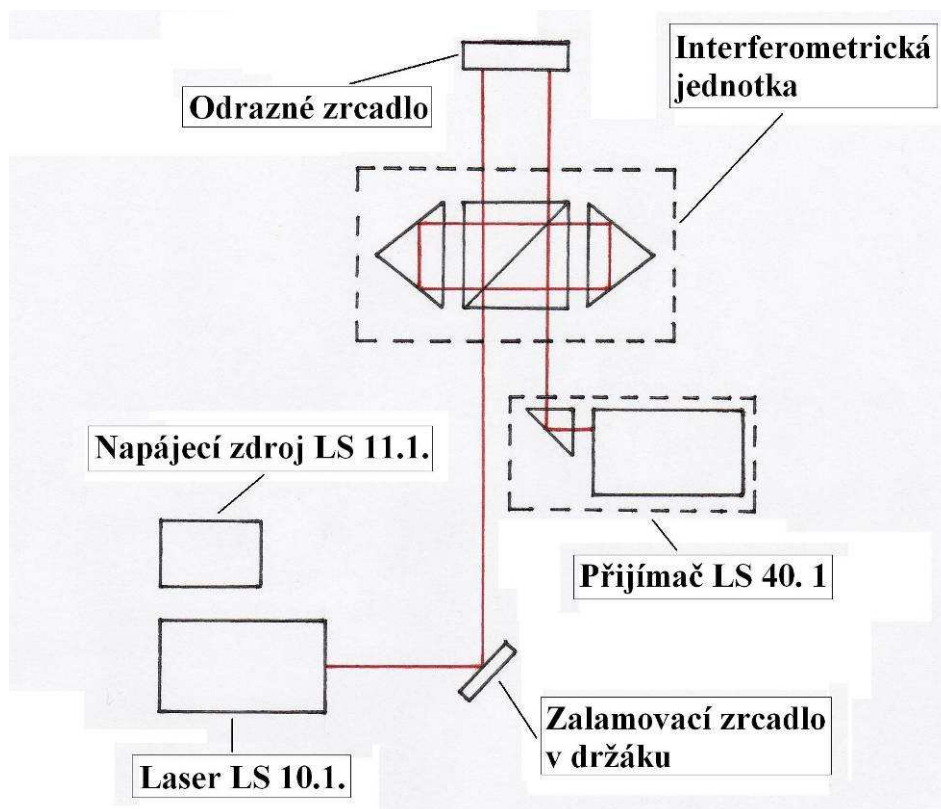
**Průměr svazku:** 6 mm

**Polarizace:** lineární

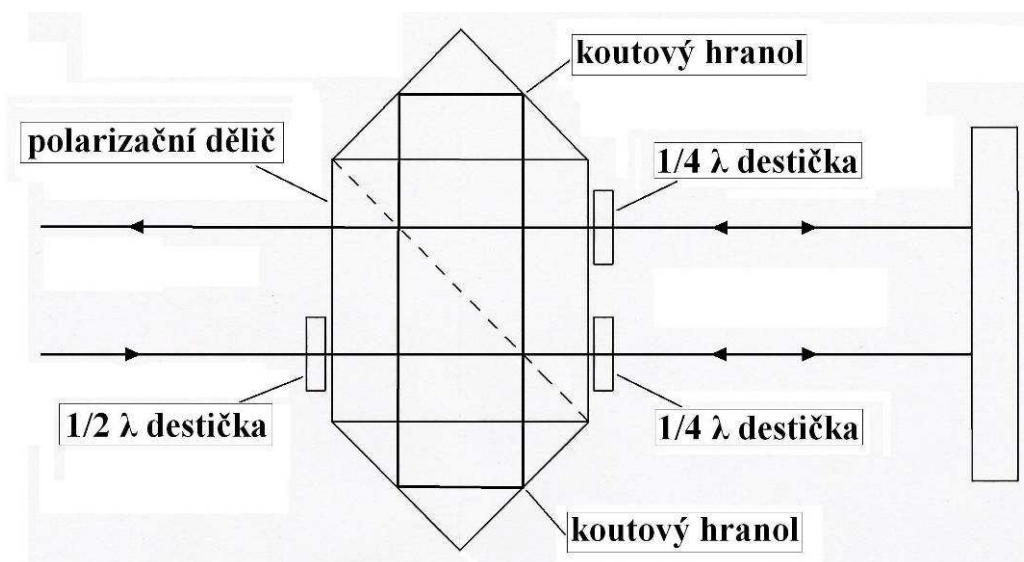
**Bezpečnostní třída:** 2

Základní uspořádání interferometrického měřicího systému ukazuje Obr. 6.1. Zdrojem světelného svazku je jednofrekvenční lineárně polarizovaný laser se stabilizací vlnové délky. Interferometr rozděluje vstupující laserový svazek na referenční a měřený, jak detailně ukazuje Obr. 6.2. Rovinné zrcadlo je mechanicky spřaženo s předmětem, jehož změnu polohy vzhledem k interferometru měříme. Optický signál je poté přijímačem převáděn na elektrický. Optická dráha může být v případě potřeby zalomená pomocí rovinného zlamovacího zrcátka.

Popisovaný interferometr využívá polarizačního odlišení měřeného a referenčního svazku. Měřený svazek prochází měřenou dráhu čtyřikrát a poté vstupuje s měrným svazkem do přijímače. V přijímači jsou pomocí fázových retardérů a děličů svazku vytvořeny dva kvadrurní optické signály pro odlišení směru posuvu v měřicím rameni. Optické signály jsou převáděny na elektrické signály na výstupu přijímače. Perioda výstupních signálů přijímače odpovídá délkovému posuvu  $632,99 \cdot 10^{-9} / 4 = 158,25 \cdot 10^{-9}$  m.



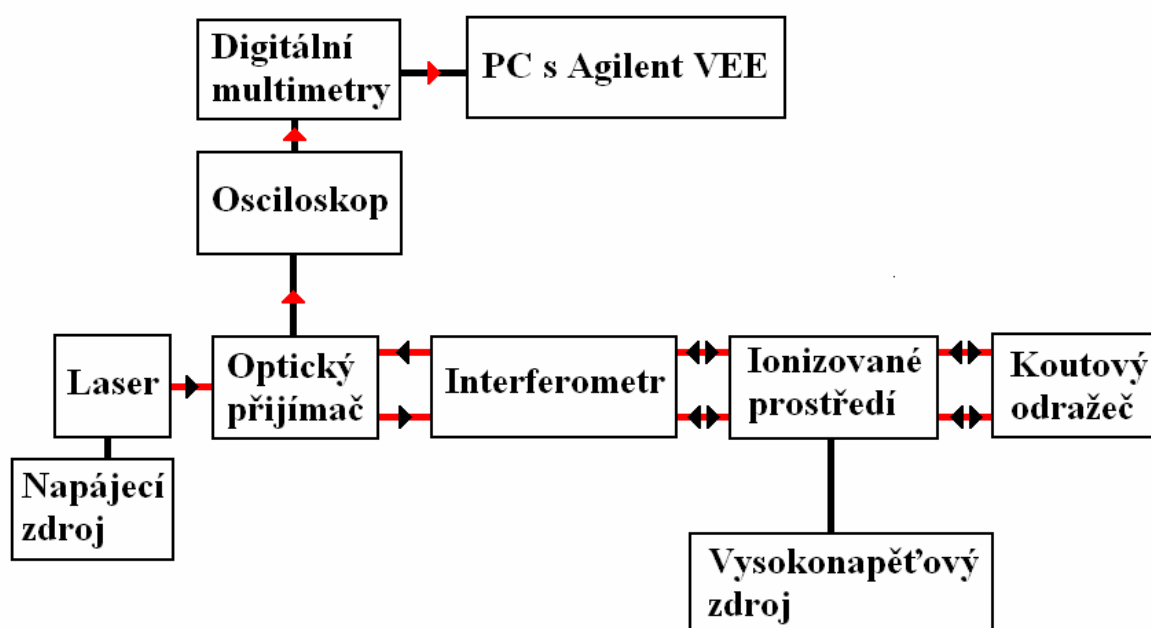
**Obr. 6.1.** Schéma měřící soustavy (laserové interferenční měření délek)



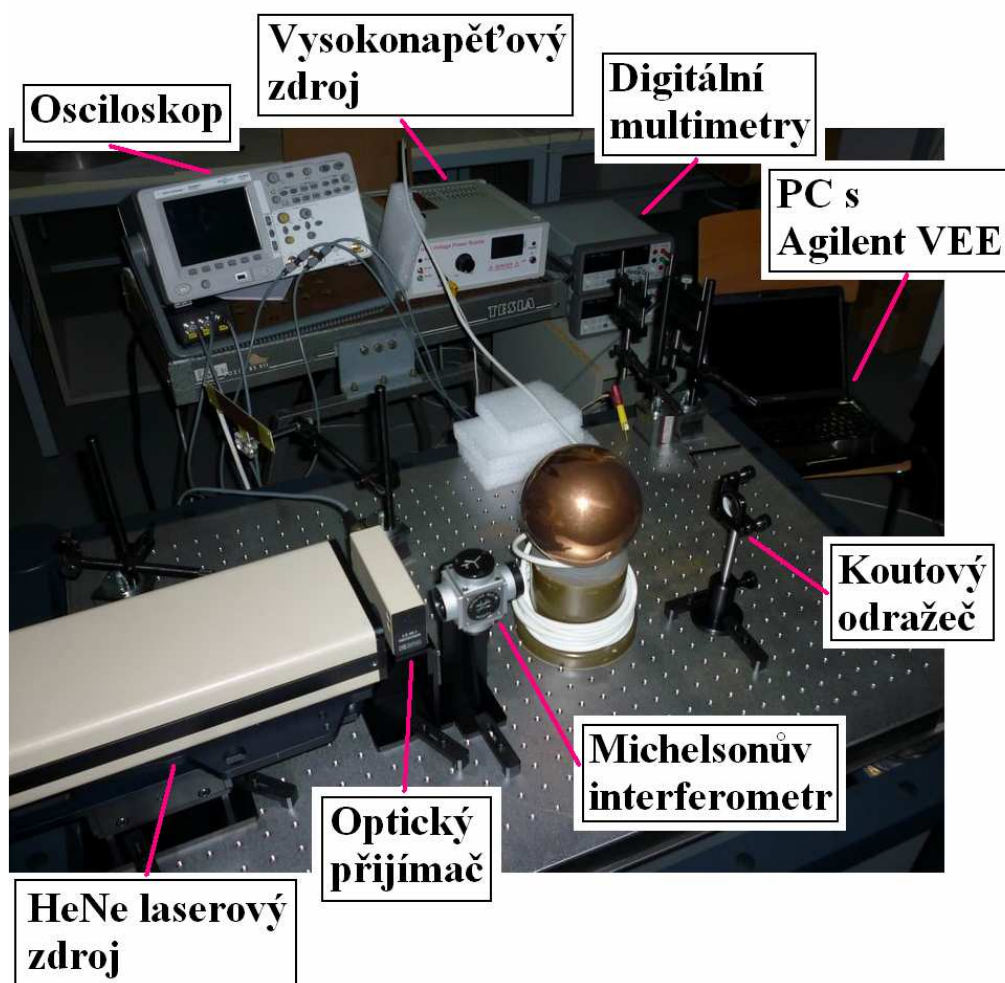
**Obr. 6.2.** Schéma interferometru

## 6.2 Měřící pracoviště

Obr. 6.3. ukazuje blokové schéma našeho navrženého měřícího stanoviště. Laserový paprsek vycházející z HeNe laserového zdroje prochází optickým přijímačem, Michelsonovým interferometrem, ze kterého vstoupí do prostoru kde bude pomocí vysokonapěťového zdroje probíhat ionizace vzduchu. Paprsek se odrazí od koutového odražeče zpět do ionizovaného vzduchu a vstupuje do interferometru. Po odrazu od zrcadel interferometru projde tuto dráhu ještě jednou a nakonec po dalším průchodu interferometrem vstupuje do optického přijímače, který je připojený na osciloskop a dva digitální multimetry pro měření napětí. Osciloskop zobrazuje jedno napětí na vertikální osu a druhé na horizontální. Při správné kvadratuře signálů zobrazí kruhovou stopu. Multimetry jsou pomocí USB rozhraní připojeny k přenosnému počítači, ve kterém je pro vyhodnocení dat použito prostředí Agilent VEE. Multimetry mají sice oproti osciloskopu pomalejší vzorkování, ale předpokládají se pouze pomalé změny napětí. Obrázek 6.4. ukazuje pracoviště v laboratoři.



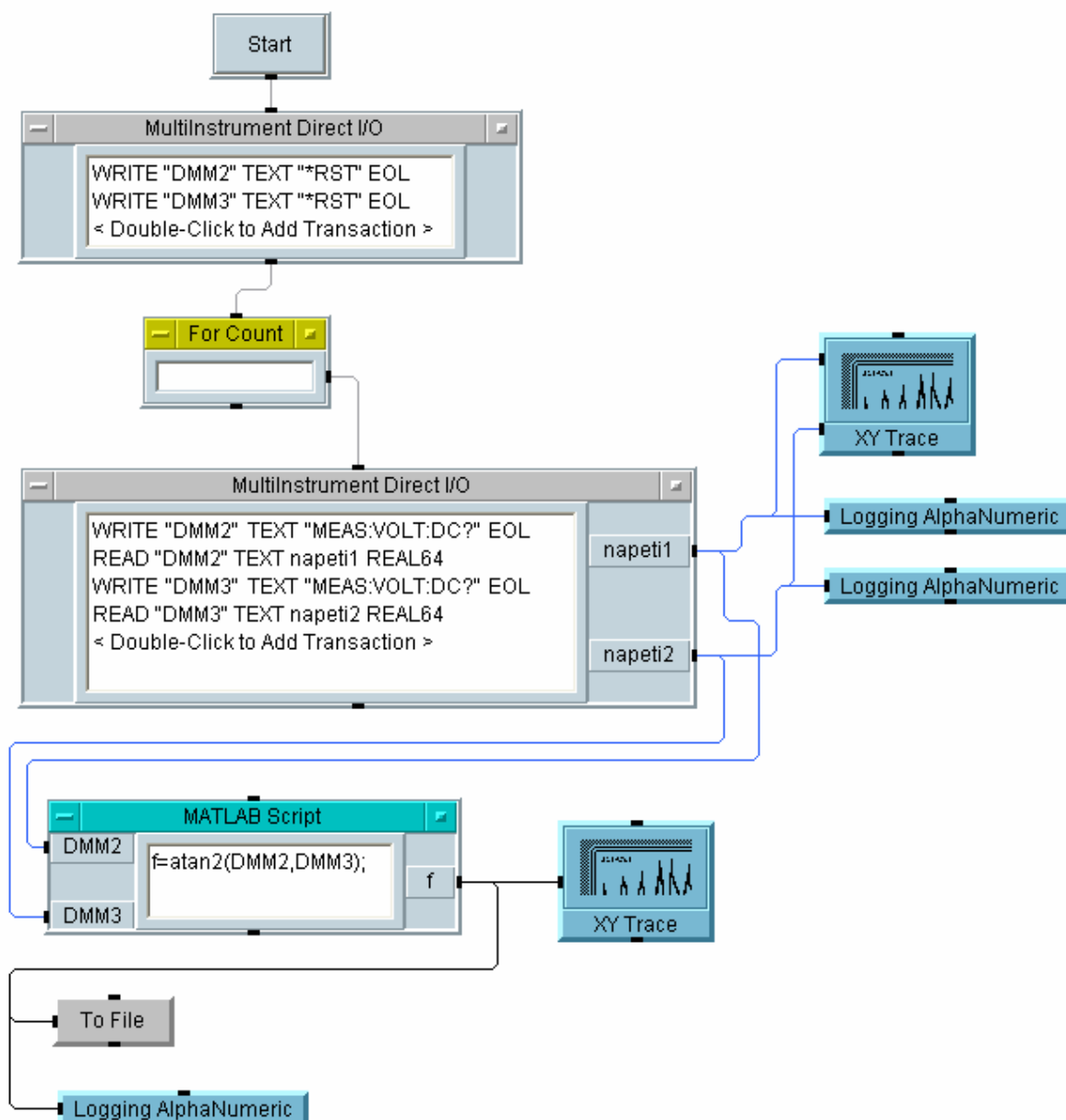
Obr. 6.3. Blokové schéma měřícího pracoviště



Obr. 6.4. Laboratorní měřicí stanice

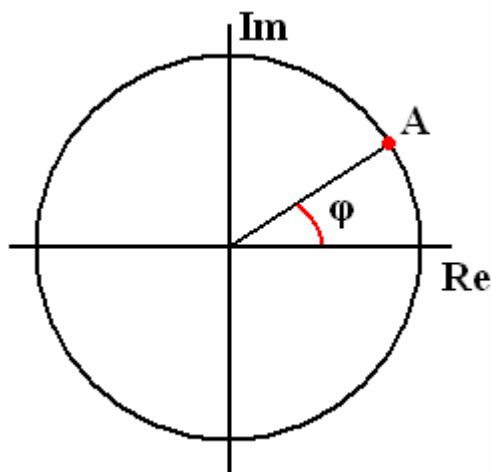
### 6.3 Zpracování signálů

Multimetry jsou pomocí USB rozhraní připojeny k přenosnému počítači, ve kterém je pro vyhodnocení dat použito prostředí Agilent VEE. Agilent VEE je interaktivní grafický programovací software pro měření a analýzu. Usnadňuje programování, snižuje počet řádek programu a má méně složité obrazovky pro tvorbu programu. Jedná se o programovací jazyk vysoké úrovně používající grafické zobrazení podobné vývojovému diagramu. Díky otevřené struktuře software Agilent VEE pracuje bez problémů s hardwarem a softwarem od téměř všech výrobců. Tím se dosáhne toho, že programy budou flexibilní, expandovatelné a kompatibilní s posledními světovými standardy [9]. Schéma použitého měřicího programu znázorňuje Obr. 6.5.



**Obr. 6.5.** Měřicí program Agilent VEE

Stisknutím tlačítka „Start“ se spustí program, který resetuje připojená zařízení a poté podle zadaného počtu měření v panelu „For Count“ provede měření. Hodnoty napětí naměřené digitálními multimetry označenými „DMM2“ a „DMM3“ se numericky vypisují zvlášť do dvou bloků napravo označených jako „Logging AlphaNumeric“, dále do společného grafu a jsou předány do bloku „MATLAB Skript“, který z nich funkcí atan2 spočítá inverzní tangens, který představuje hodnotu fázového posuvu vln v měřícím a referenčním rameni interferometru. Výsledek se opět vypisuje jak numericky do bloku „Logging AlphaNumeric“, tak do grafu a navíc se ukládá do souboru. Při představě zobrazení napětí na osách komplexní roviny je získán bod v rovině, jehož spojnice s počátkem souřadné soustavy svírá s reálnou osou úhel  $\varphi$ , viz Obr. 6.6. Matematickou funkcí inverzní tangens podílu napětí je úhel  $\varphi$  spočten a odpovídá fázovému posuvu vln v měřícím a referenčním rameni interferometru.



**Obr. 6.6.** Geometrický význam fázového posuvu v komplexní rovině

Při posuvu fáze větší než  $2\pi$  se projeví periodicitu funkce `atan2`, proto je třeba použít proceduru, která tuto skutečnost respektuje při výpočtu celkového fázového posuvu. Pro daný účel se používá tzv. rozbalení fáze (phase unwrap). Tuto funkci se však v programu Agilent VEE nepodařilo použít, proto je následující kód použit v programu MATLAB, který funkcí `unwrap` vypočítá rozbalenou fázi.

```
close all
clear all
faze=load('myFile');

faze_rozbalena=unwrap(faze);
save faze_rozbalena.mat faze_rozbalena

figure(1)
plot(faze)

figure(2)
plot(faze_rozbalena)
```

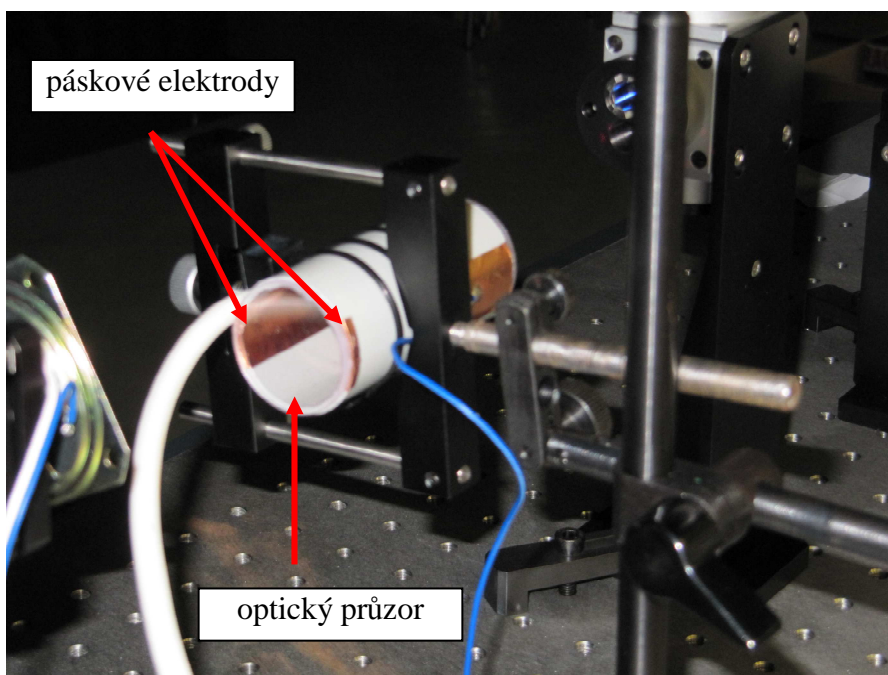
Příkazem `close` MATLAB uzavře všechna aktivní okna a příkazem `clear` vymaže všechny proměnné, poté funkcí `load` načte do proměnné `faze` hodnoty ze souboru, do kterého uložil Agilent VEE vypočítanou funkci arcus tangens z napětí naměřených digitálními multimetry označenými „DMM2“ a „DMM3“. Do proměnné `faze_rozbalena` rozbálí funkce `unwrap` z proměnné `faze` fázový úhel, kterou příkaz `save` uloží do souboru `faze_rozbalena.mat`. Nakonec se nám vykreslí příkazem `plot` dva grafy, v prvním je znázorněna fáze a ve druhém fáze rozbalená.

## 6.4 Popis experimentu

Bylo navrženo měření v prostoru izolovaném od okolí, ve kterém bude probíhat ionizace pomocí dvou elektrod. Důvodem bylo zamezení úniku elektronů do okolí a vyloučení vlivů okolního prostředí, kterými jsou proudění vzduchu, tlakové a teplotní fluktuace nebo vliv jiných ionizujících zdrojů.

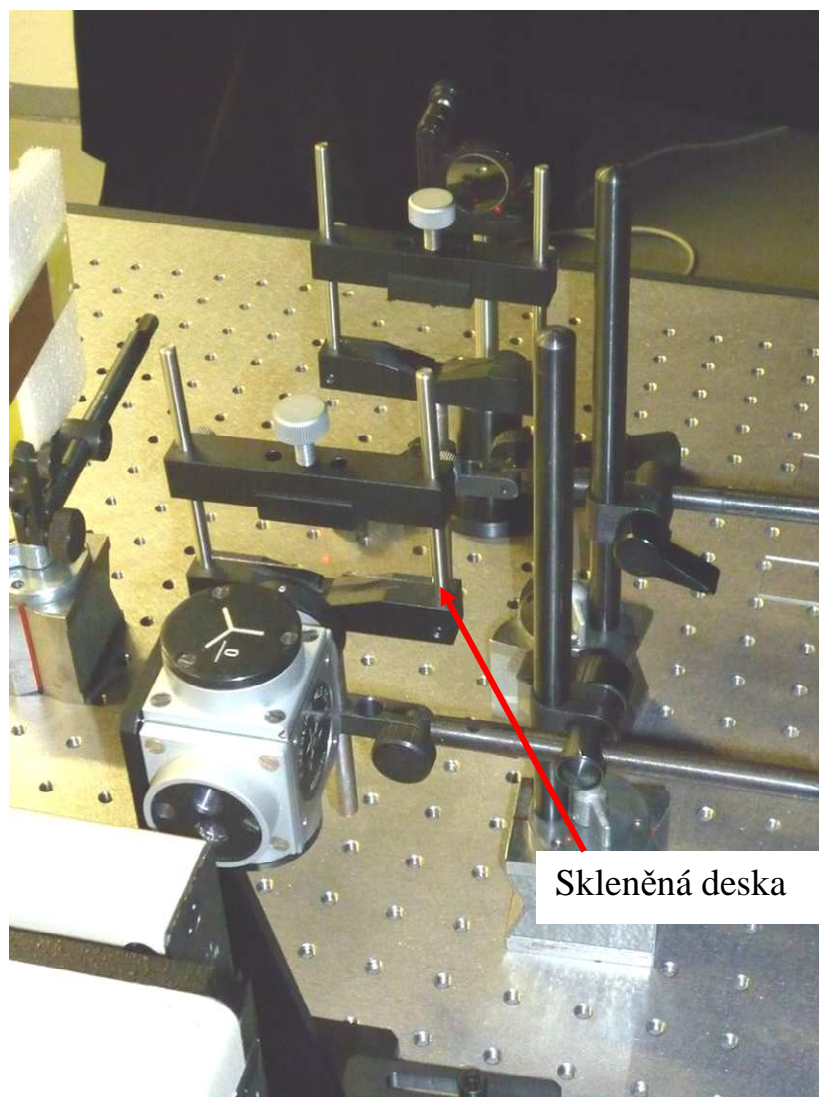


Pro první pokus byla realizována kyveta z plastové trubice, do které jsem umístili naproti sobě dva pásy mědi jako elektrody a na čela použili průhledný plast (Obr. 6.7.). Vlivem útlumu a rozptylu na čelních optických průzorech kyvety docházelo k silnému útlumu měřícího svazku. Interferenční signál nebyl pozorovatelný.



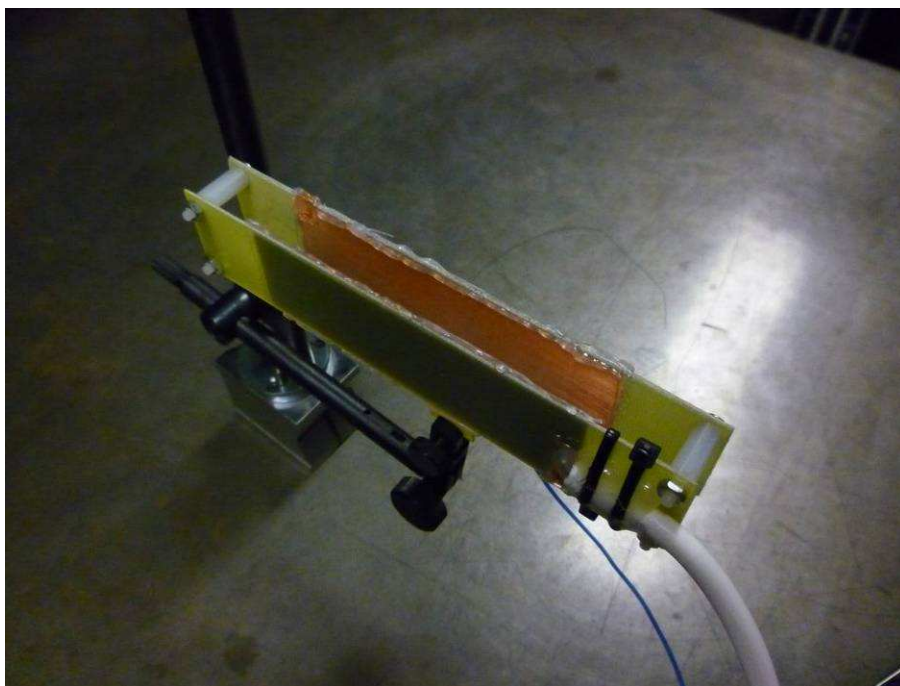
**Obr. 6.7.** Kyveta z plastové trubice

Bylo proto navrženo použití tenkých skleněných desek pro realizaci průzorů. Pro ověření útlumových a rozptylových vlastností skel byl proveden experiment, při kterém byla skla zařazena do dráhy měřícího svazku (Obr. 6.8.). Výsledkem byl malý útlum, avšak vlivem přítomného dvojlomu docházelo k polarizačním změnám signálu, které znemožnili interferenci.



**Obr. 6.8.** Ověřování vlivu skleněných desek na interferenční signál

Proto bylo pro další měření navrženo zařízení bez čelních průzorů. Dvě cuprexitové desky 14 cm dlouhé a spojené plastovými distančními sloupky ve vzdálenosti 2 cm. Délka elektrod na deskách byla 10 cm. Cuprexitové elektrody ukazuje obrázek 6.9. Laserový svazek procházel středem prostoru mezi elektrodami. Pro ionizaci byl použit vysokonapěťový zdroj nastavitelný v rozsahu 5 až 20 kV. Byla sledována změna signálu na výstupu interferometru v závislosti na velikosti napětí mezi elektrodami. Při napětí do hodnoty 10 kV nebyla pozorována změna signálu. Dosažená ionizace ve středu prostoru mezi elektrodami byla velmi nízká. Byl proto ověřován vliv ionizace při průchodu svazku těsně kolem povrchu zvolené kladné elektrody, kde byla očekávána zvýšená ionizace. Při průchodu svazku prostorem těsně při povrchu elektrody již docházelo k pozorovatelným změnám výstupních signálů přijímače, což svědčilo o vlivu ionizace na délku optické dráhy. Změna byla ale velmi slabá a její identifikaci komplikovalo kolísání působením okolních vlivů. Pro lepší identifikaci změny optické dráhy a její odlišení od fluktuace signálu bylo dále zvyšováno napětí mezi elektrodami. Při zvětšování napětí nad hodnotu 10 kV, ale docházelo k výbojům mezi okrajovými hranami elektrod.



**Obr. 6.9.** Elektrodivý systém pro ionizaci vzduchu

Pro zamezení přeskoků bylo v dalším experimentu použito pouze jedné elektrody (Obr. 6.10.), u které procházel paprsek co nejtěsněji při jejím měděném povrchu. Při zvyšování napětí na elektrodě docházelo k výraznějšímu ovlivnění délky optické dráhy než v předchozím případě. Při hodnotách napětí nad 12 kV docházelo k výbojům na hranách elektrody ve formě korony. Tento jev způsobil pohyb vzduchu v měrném prostoru a znemožnil další pozorování. Obr. 6.11 ukazuje na horním grafu výstup funkce inverzí tangens v programu Agilent VEE v intervalu  $\pi$  až  $-\pi$ , při změně napětí ze 2 kV na 10 kV. Je patrná její změna, což je způsobeno fázovým posuvem mezi měrným a referenčním svazkem vlivem ionizace vzduchu. Na spodním grafu jsou zobrazeny výstupní napěťové signály multimetrů.

Vlnová délka použitého laserového svazku je 632,99 nm. Protože paprsek ionizovaným prostředím prochází čtyřikrát, je případná změna fáze o celou periodu  $2\pi$  rovna prosloužení optické dráhy o  $632,99 \text{ nm} / 4 = 158,25 \text{ nm}$ . Při posuvu o půl periody, tedy o  $\pi$ , je posuv optické dráhy 79,12 nm. Z grafu na obrázku 6.11. byl odečten fázový posuv  $\Delta\varphi = 1,167\pi$ . Pro přepočet fázového posuvu na změnu optické dráhy  $\Delta x$  použijeme vtaž:

$$\Delta x = \Delta\varphi \cdot \frac{158,25}{2\pi}$$

$$\Delta x = 1,167\pi \cdot \frac{158,25}{2\pi} = 92,34 \text{ nm}$$
(6.1.)

Užitím vztahu (5.10.) lze spočítat pokles grupové rychlosti ionizovaného prostředí ve srovnání se vzduchem

$$\Delta v_g = c - \frac{c \cdot l}{l + \Delta x}$$

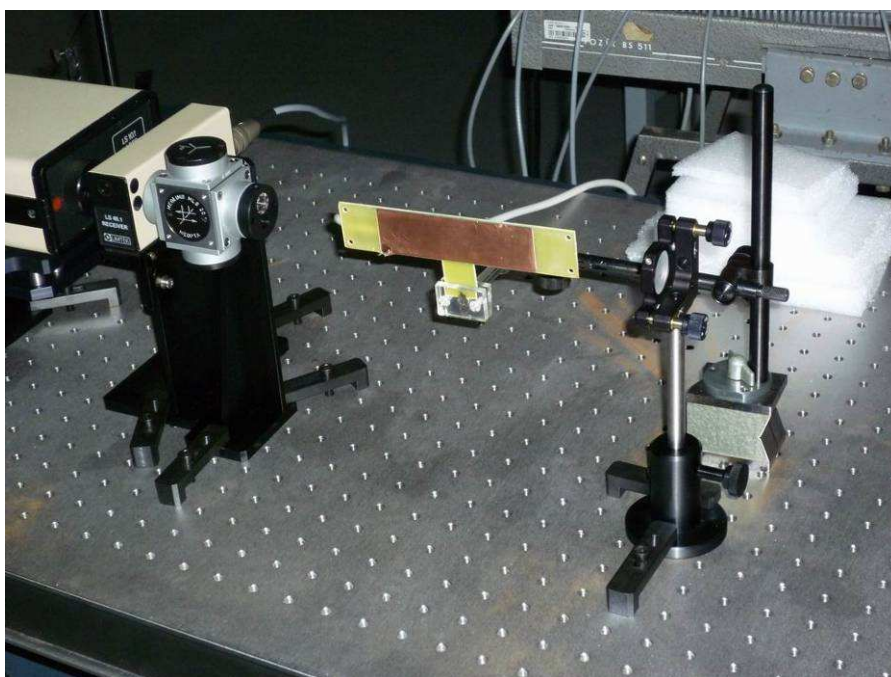
$$\Delta v_g = c - \frac{c \cdot 0,1}{0,1 + 92,34 \cdot 10^{-9}} = 276,828 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$
(6.2.)

Pomocí vzorce (5.11.) se poté spočítá koncentrace volných elektronů

$$N = \frac{\varepsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi^2 \cdot \left[ c^2 - \left( \frac{c \cdot l}{l + \Delta x} \right)^2 \right]}{q^2 \cdot \lambda^2} =$$

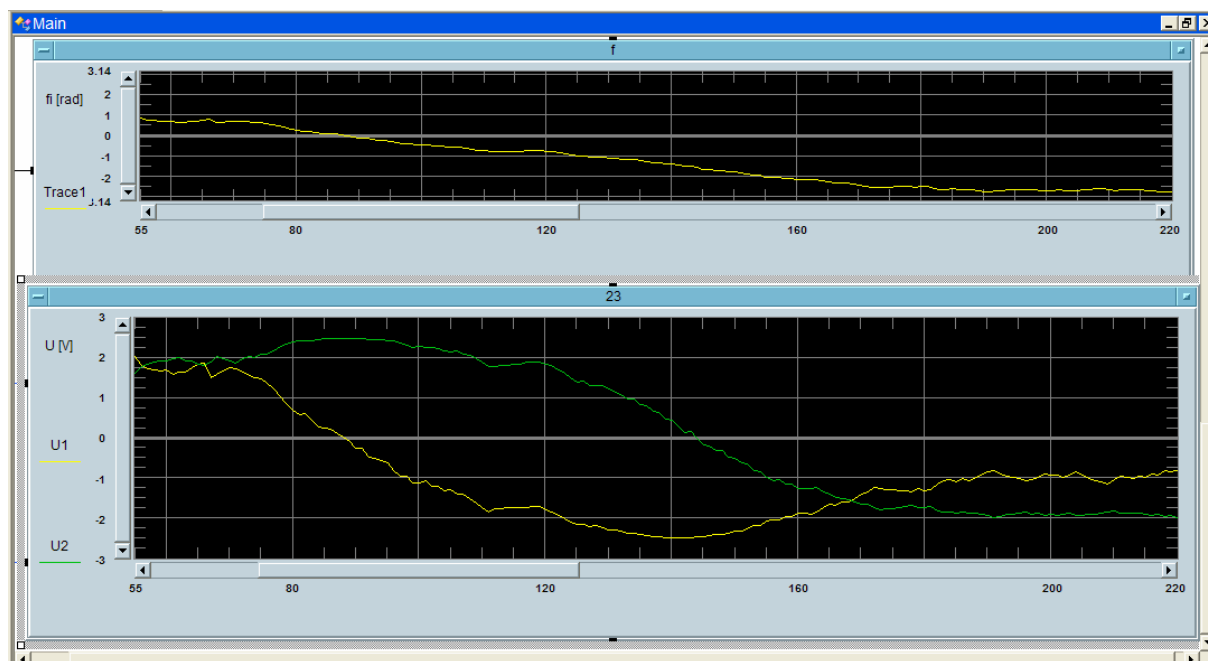
$$= \frac{\varepsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi^2 \cdot \left[ c^2 - \left( \frac{c \cdot 0,1}{0,1 + 92,34 \cdot 10^{-9}} \right)^2 \right]}{q^2 \cdot (632,99 \cdot 10^{-9})^2} = 5,155 \cdot 10^{21} \quad (6.3.)$$

Jelikož závislost mezi napětím dodávaným vysokonapěťovým zdrojem a změnou optické dráhy vlivem ionizace je nelineární, nelze určit měrnou změnu koncentrace elektronů na jednotku délky a jednotku napětí.



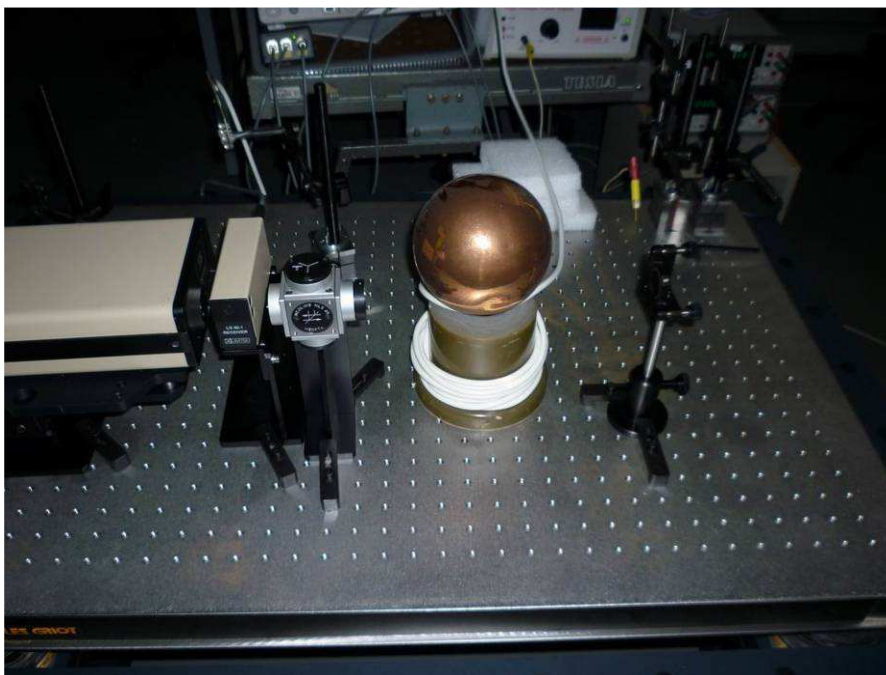
**Obr. 6.10.** Umístění elektrody v interferometrickém měřicím systému



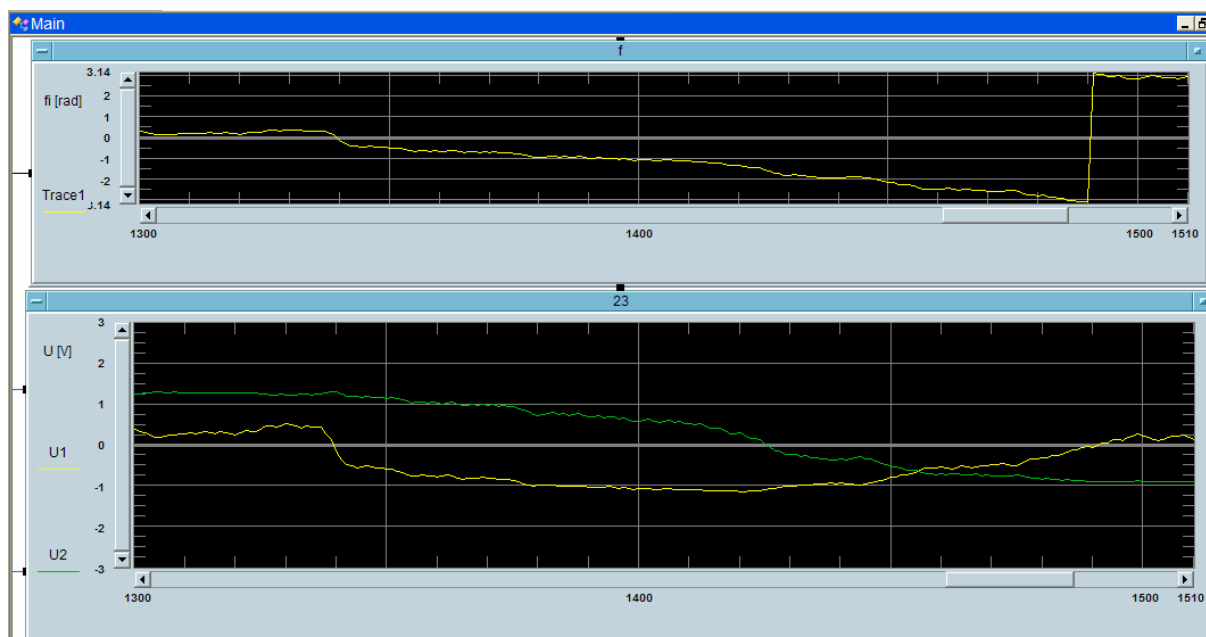


**Obr. 6.11.** Horní graf: funkce atan2, dolní graf: změřené průběhy výstupních signálů z multimetrů

Z důvodu omezení dalšího zvyšování napětí v předchozím případě bylo pro další pokusy použito hladké kulové elektrody (viz Obr. 6.12.). Na kulové elektrodě nedocházelo k výbojům do vzduchu a koruně ani při nejvyšším nastaveném napětí 20 kV. Výsledky v podobě grafu jsou zobrazeny na obrázku 6.13. Na horním grafu je vidět dráhový posuv mezi měrným a referenčním svazkem vlivem ionizace vzduchu větší než jedna perioda. Vzorcem (6.1.) bylo spočítáno prodloužení optické trasy o 246,68 nm. Jelikož v okolí kulové elektrody je nehomogenní rozložení elektrického pole, nelze přesně stanovit délku křivky, která prochází ionizovaným prostředím, tudíž není ani možné stanovit pokles grupové rychlosti a koncentraci volných elektronů.



**Obr. 6.12.** Kulová elektroda v interferometrickém měřícím systému



**Obr. 6.13.** Výsledky získané na kulové elektrodě

## 7 Závěr

V práci měl být teoreticky prozkoumán možný vliv ionizace prostředí na mechanismus šíření elektromagnetické vlny v optické oblasti. Šíření vlny je dobře popsáno pro ionosférické radiové přenosy. Bylo proto navrženo teoreticky a experimentálně analyzovat vztahy publikované pro ionosférické přenosy také v optické oblasti. Pro experimentální měření bylo navrženo použití interferometru s laserovým zdrojem, jehož paprsek je koherentní a monochromatický. Práce popisuje jak laserové zdroje a jejich princip, tak interferometrii a interferometry ve druhé kapitole.

Byly popsány mechanismy šíření světelné vlny v prostředí definovaném parametry  $\varepsilon$  a  $\mu$ . Pozornost byla věnována vlivu ionizace na velikost permitivity prostředí. Teoreticky byly popsány principy šíření elektromagnetické vlny v radiové oblasti spektra v ionosféře. Platné vztahy byly použity v teoretické analýze šíření vlny optické oblasti. Byly odvozeny vztahy pro grupovou a fázovou rychlost v závislosti na koncentraci elektronů ve vzduchu. Podle teoretických závěrů může při dostatečně velké koncentraci volných elektronů klesnout permitivita prostředí až k nule, grupová rychlost vlny se blíží také nule, zatímco se její fázová rychlost blíží nekonečnu.

Pro experimentální ověření vlivu iontů na šíření světelné vlny bylo sestaveno pracoviště s interferometrem LIMTEK, měřicími přístroji a měřící technikou. V interferometru bylo vyzkoušeno několik elektrodových uspořádání pro ionizaci vzduchu. Signály na výstupu přijímače interferometru byly zpracovány v počítači vybaveným měřícím a výpočetním programem. Pro vybrané uspořádání elektrod byl prokázán vliv ionizace vzduchu na rychlost šíření vlny. Změna rychlosti šíření vlny se projevila změnou optické dráhy v měřícím rameni interferometru a vyhodnocena jako fázový posuv. Pomocí odvozených vztahů byl proveden výpočet koncentrace elektronů ve vzduchu pro změřený fázový posuv.

Pro plochou elektrodu délky 0,1 m byl zjištěn dráhový rozdíl  $\Delta x = 92,34$  nm při zvýšení napětí na 10 kV, který odpovídá koncentraci volných elektronů  $N = 5,155 \cdot 10^{21}$ .

Pro použité způsoby ionizace byly zjištěné dráhové posuvy měřícího svazku relativně malé a obtížně se odlišovaly od kolísání signálu interferometru. Další zvyšování napětí bylo omezeno elektrickou pevností vzduchu a korunou, která způsobovala mechanické chvění ionizovaného prostoru, což mělo negativní vliv na interferenční signál. Tyto skutečnosti komplikují možné použití interferometru pro měření ionizace vzduchu. Řešením by bylo použití světelného svazku s podstatně větší vlnovou délkou, pro kterou by byl dráhový rozdíl větší.

## LITERATURA

- [1] HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. *Fyzika*. Brno: Vutium, Praha: Prométheus, 1997.
- [2] DADO, M.; TUREK, I.; ŠTELINA, J; BITTERER, L.; TUREK, S.; GROLMUS, E.; STIBOR, P. *Kapitoly z optiky pre technikov*. Žilina: EDIS – vydavateľství Žilinské univerzity, 1998. 348s. IBN 80-7100-390-5.
- [3] WILFERT, O. *Kvantová a laserová optika*. Brno: FEKT VUT V Brně, 2001.
- [4] NOVÁČEK, Z. *Elektromagnetické vlny, antény a vedení*. Brno: FEKT VUT V Brně, 2006.
- [5] WILFERT, O. *Optoelektronika*. Brno: FEKT VUT V Brně, 2005.
- [6] LIMTEK *Laser Measurement System*. Blansko: Limtek, 2007.
- [7] [Www.wikipedia.cz](http://www.wikipedia.cz) [online]. 2009 [cit. 2010-01-02]. Dostupný z WWW: <[www.wikipedia.cz](http://www.wikipedia.cz)>
- [8] [Www.avair.cz](http://www.avair.cz) [online]. 2009 [cit. 2010-01-02]. Dostupný z WWW: [www.avair.cz/ionizace-vzduchu.php](http://www.avair.cz/ionizace-vzduchu.php)
- [9] [Www.htest.cz](http://www.htest.cz) [online]. 2010 [cit. 2010-05-25]. Dostupný z WWW: [www.htest.cz/index.php?produkt=480](http://www.htest.cz/index.php?produkt=480)
- [10] [Www. home.agilent.com](http://www.home.agilent.com) [online]. 2010 [cit. 2010-05-25]. Dostupný z WWW: [www.home.agilent.com/agilent/home.jsp?cc=CZ&lc=eng](http://www.home.agilent.com/agilent/home.jsp?cc=CZ&lc=eng)